ORSAY
Série A, N°
N° D'ordre :
162

Inscrit aux archives originales
du Centre de Documentation
C.N.R.S. sous le N°
AO-1171

THÈSES

présentées à la

FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

par

Ivan BRISSAUD

1re THÈSE

"CONTRIBUTION A L'ETUDE DE CERTAINS NOYAUX DE LA COUCHE 1p A L'AIDE DES REACTIONS DE PICK-UP A 155 MeV"

2e THÈSE : *Propositions données par la Faculté*

Soutenues le 21/6/66 **devant la Commission d'examen :**

J. TEILLAC — *Président*

P. BENOIST-GUEUTAL
A. LAGARRIGUE
P. RADVANYI — *Examinateurs*

THÈSES

présentées à la

FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

par

Ivan BRISSAUD

1re THÈSE

"CONTRIBUTION A L'ETUDE DE CERTAINS NOYAUX DE LA COUCHE 1p A L'AIDE DES REACTIONS DE PICK-UP A 155 MeV"

2e THÈSE : *Propositions données par la Faculté*

Soutenues le 21/6/66 **devant la Commission d'examen :**

J. TEILLAC — *Président*

P. BENOIST-GUEUTAL
A. LAGARRIGUE
P. RADVANYI
} *Examinateurs*

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

A mes Parents

A ma Femme

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41544324_0007

Monsieur le Professeur TEILLAC a bien voulu m'accueillir au Laboratoire Joliot-Curie de l'Institut du Radium. Je voudrais lui en exprimer ma reconnaissance.

M. P. RADVANYI m'a proposé ce travail. Durant plusieurs années, il m'a prodigué encouragements et conseils ; je l'en remercie bien vivement.

Ces résultats sont le fruit d'un travail d'équipe dont je voudrais remercier tous les membres actuels ou anciens qui m'ont amicalement aidé : M. P. RADVANYI, Mmes J. GENIN, M. BERNAS, F. CHAVY, Melle M. ROY, MM. D. BACHELIER, C. DETRAZ, N. GANGULY, J. HAAG et J. LEE.

J'étais retenu loin du laboratoire lors des mesures effectuées sur le Béryllium ; que mes camarades, qui m'ont permis d'utiliser ces résultats expérimentaux, reçoivent l'expression de ma reconnaissance.

Mme P. BENOIST-GEUTAL m'a toujours fourni, avec beaucoup d'amabilité, les éclaircissements que je sollicitais. M. G. BOUISSIERE a bien voulu nous conseiller et nous appuyer pour tous les problèmes, souvent délicats, des analyses chimiques et radiochimiques ; qu'ils veuillent recevoir mes remerciements.

Je remercie aussi MM. G. KIPKA et B. GIRAUD du C.E.N.S. qui m'ont communiqué leurs fonctions d'onde de l'azote très amicalement et m'ont considérablement aidé au cours des calculs concernant les facteurs spectroscopiques.

Je voudrais adresser mes remerciements à M.D. KURATH du Argonne National Laboratory qui m'a fait parvenir ses derniers résultats au fur et à mesure de leurs calculs.

Je veux remercier M. J. DUPIN de l'Accélérateur Linéaire qui m'a fait bénéficier de sa longue expérience des analyseurs magnétiques.

Je suis également très heureux d'assurer de ma gratitude MM. REIDE, ANTOINE, DAVID-BOYER, tous les membres du service du synchrocyclotron, du bureau d'étude, ainsi que tous les travailleurs du laboratoire pour l'aide qu'ils m'ont fournie.

C'est en tant qu'Attaché de Recherches au C.N.R.S. que j'ai pu effectuer ce travail.

SOMMAIRE

CHAPITRE I - INTRODUCTION 1

CHAPITRE II - DISPOSITIF EXPERIMENTAL 9

A. Etude de certaines propriétés du spectromètre 9

B. Résumé de certains résultats théoriques 13

C. Examen des propriétés du spectromètre au moyen du système tridétecteur 17

D. Etalonnage en énergie du spectromètre 21

E. Résolution en énergie 22

F. Cibles 27

CHAPITRE III - RESULTATS EXPERIMENTAUX 29

CHAPITRE IV - RAPPELS THEORIQUES 35

A. Expression de la section efficace différentielle 35

B. Calcul du facteur spectroscopique dans le cas général d'un modèle à particules indépendantes avec mélange de configurations. 40

C. Calcul du facteur spectroscopique dans le cas de configurations trous. 42

D. Calcul du facteur spectroscopique dans le cas d'un modèle rotationnel 43

E. Distorsions 45

CHAPITRE V - DISCUSSION GENERALE 48

A. $^{14}N(p,d)^{13}N$. 48

B. $^{9}Be(p,d)^{8}Be$. 58

C. $^{10}B(p,d)^{9}B$. 66

D. $^{11}B(p,d)^{10}B$. 71

E. $^{12}C(p,t)^{10}C$. 84

CHAPITRE VI - EVALUATION EXPERIMENTALE DES DISTORSIONS 94

CHAPITRE VII- CONCLUSION 95

C H A P I T R E I

INTRODUCTION :

Nous avons entrepris l'étude de la réaction nucléaire de pick-up (p,d) sur les noyaux légers de la couche 1 p avec des protons de 155 MeV. Cette étude a porté tout d'abord sur les noyaux à couches et sous-couches fermées ^{16}O et ^{12}C (1),(2), puis dans une deuxième étape sur les noyaux déformés à sous-couches non complètes ^{9}Be (3), ^{11}B, ^{10}B (4) et ^{14}N (5). Ce sont ces derniers résultats qui sont présentés ici.

Il est normal que l'on relie la réaction de pick-up (p,d) à la réaction inverse de stripping (d,p). Celle-ci a été longtemps la seule possible pour des raisons techniques. Mais si les renseignements obtenus sont différents, l'étude théorique et expérimentale est la même pour les deux réactions.

Historiquement, l'étude du stripping commence en 1935 quand LAWRENCE, Mc MILLAN et THORNTON(6) constatent la production de protons en bombardant diverses cibles avec le faisceau de deutons du premier cyclotron. OPPENHEIMER et PHILIPPS(6) expliquaient aussitôt ces résultats par la dissociation sur la surface du noyau des deutons, faiblement liés, en protons qui étaient réfléchis par la barrière coulombienne et en neutrons qui, eux, pouvaient pénétrer dans les noyaux pour y être absorbés. En 1947, après de nouvelles expériences effectuées avec des deutons de 190 MeV, SERBER entreprend l'analyse du stripping à moyenne énergie(7). Ce travail, parmi d'autres, est à l'origine de la des-

cription des réactions nucléaires par un processus d'interaction directe, par opposition à la description par le noyau composé de N. BOHR. D'autres progrès furent realisés quand les réactions (d,p) et (d,n) furent, à partir de 1950, étudiées systématiquement en particulier par BUTLER et B.THIA[8],[9] qui en fournissaient une théorie très élaborée dans le cadre de l'approximation de BORN.

Par ailleurs, avec l'hypothèse d'un choc unique, utilisée déjà avec succès à basse énergie, les règles de conservation cinématiques n'autorisent que le transfert d'un nucléon ayant une quantité de mouvement bien définie et ces réactions se présentent alors comme des instruments très précieux pour :

1) La détermination des spins, isospins, parité, des niveaux obtenus.

2) L'essai des fonctions d'onde proposées par la théorie.

3) L'étude des distributions des quantités de mouvement des nucléons à l'intérieur des noyaux.

En effet l'expression théorique de la section efficace différentielle s'exprime comme le produit de deux termes :

- l'un qui est une fonction de la dépendance angulaire et du moment orbital l capturé,
- l'autre, appelé facteur spectroscopique, qui ne dépend que des caractéristiques du noyau initial et du noyau résiduel.

C'est par la détermination de ces caractéristiques des niveaux que les réactions (p,d) et (d,p) ont été d'un grand apport dans le développement des théories des modèles nucléaires. Presque tous les modèles ont été utilisés dans les calculs théoriques des sections efficaces. Le plus simple est évidemment le modèle en couches avec couplage j-j de MAYER et JANSEN. Comme nous le verrons plus loin, le fait de pouvoir individualiser, dans le noyau, le neutron qui sera capturé, permet une interprétation théorique assez aisée, mais malheureusement, n'est satisfaisant que pour les noyaux à couches complètes. Une amélioration consiste à prendre pour les noyaux légers un modèle en couches à couplage intermédiaire - tel celui de INGLIS[10], KURATH[11], BOYARKINA[12] - qui essaie de rendre compte des interactions résiduelles avec une interaction nucléon-nucléon simple. Ces interactions, qu'il convient d'ajouter à l'effet du potentiel central, permettent d'expliquer partiellement l'existence pour les nucléons d'un excès de grandes quantités de mouvement par rapport aux distributions théoriques obtenues avec des fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique. Un nucléon, dont le mouvement est décrit comme étant uniforme par un modèle en couche simple, doit subir, sur sa trajectoire, des accélérations brutales quand il pénètre dans le champ d'un autre nucléon. BRUECKNER[28] et GOTTFRIED[29] déduisent, de cette description très classique, l'impossibilité d'obtenir directement la quantité de mouvement d'un nucléon.

NILSSON[14] a calculé les fonctions d'onde individuelles des nucléons, dans un potentiel déformé , ce qui peut s'appliquer à de nombreux noyaux se trouvant entre des couches fermées. Par ailleurs, KURATH et PICMAN ont montré que l'on pouvait, à partir de ces fonctions, obtenir avec un modèle rotationnel

les mêmes résultats qu'avec un modèle en couches à couplage intermédiaire, correspondance qui simplifie souvent les calculs. Simultanément, l'étude des réactions de stripping était entreprise à l'aide du modèle unifié de BOHR et MOTTELSON. Ce modèle, qui a expliqué de nombreuses caractéristiques spectroscopiques dans le domaine des noyaux lourds, a pu être appliqué avec fruit à certains noyaux légers : le ^{19}F en premier lieu, de nombreux noyaux de la couche s,d et certains de la couche 1 p[15],[16]. Pour les noyaux qui ne s'écartent des noyaux à couches fermées que de quelques particules ou trous, on dispose actuellement de fonctions d'ondes obtenues par diagonalisation des interactions résiduelles. Dans le cas relativement simple de la couche 1 p, COHEN et KURATH, utilisant un grand ordinateur, ont pu traiter tous les noyaux, dans un travail qui vient d'être publié[17].

Le terme angulaire qui apparaît dans l'expression théorique de la section efficace, exprime la probabilité, pour obtenir le deuton sortant, de trouver un neutron convenable dans le noyau cible et acceptable dans ce deuton. Donc, ce terme est lié directement à la transparence du noyau. BUTLER a admis que les réactions de stripping et de pick-up, à basse énergie, n'avaient pas lieu à l'intérieur du noyau, d'où l'introduction d'un rayon de coupure, qui simule une absorption totale dans le noyau. Ceci n'est pas rigoureusement correct, surtout si l'énergie de la particule incidente augmente, d'autant plus qu'ainsi il n'est pas tenu compte de la réflexion dans la matière nucléaire. Aussi, à partir de 1953, de nombreux théoriciens[18] introduisent un potentiel optique qui distord les ondes des particules entrantes et sortantes. Un tel traitement, appelé D.W.B.A. par rapport au P.W.B.A. utilisé par BUTLER, n'a été appliqué systématiquement que jusqu'à des énergies de 50 MeV environ.

Les réactions de pick-up à haute énergie (Ep > 100 MeV) ont été mises en évidence en 1949 par plusieurs expériences sur le carbone, puis étudiées théoriquement par CHEW et GOLDBERGER en 1950[19]. L'interprétation de ceux-ci ressemble beaucoup à celle du pick-up à basse énergie ou D.W.B.A. mais n'utilise pas de rayon de coupure, car on ne peut plus considérer le noyau cible comme parfaitement opaque. Plusieurs études théoriques, comportant des approximations supplémentaires à celles du D.W.B.A. ont été faites ; leurs auteurs obtiennent des accords assez satisfaisants avec les résultats expérimentaux[20],[21],[22]. Une difficulté importante est actuellement la méconnaissance du potentiel optique des deutons ayant une énergie supérieure à 150 MeV.

Nous bénéficions dans l'étude des réactions de pick-up à 155 MeV de deux avantages découlant de cette énergie :

- 1) - Si les distorsions sont difficiles à évaluer, elles sont, par contre, beaucoup plus atténuées qu'à énergie plus basse.
- 2) - L'hypothèse de l'interaction directe en une étape est renforcée.

Remarquons également que nous observons des niveaux dont l'énergie d'excitation est au maximum de 20 MeV, faible devant l'énergie du proton incident ; donc les distributions angulaires seront très similaires pour des neutrons capturés de même moment orbital, leurs impulsions variant peu d'un niveau à l'autre. Un spectre en énergie donnera presque directement une visualisation des facteurs spectroscopiques. Par ailleurs, les chaleurs de réaction étant assez proches, com-

parées à 155 MeV pour les noyaux étudiés, les distributions angulaires devraient être semblables d'un noyau à l'autre.

Simultanément, nous voulons, à partir des distributions angulaires, distinguer les niveaux correspondant à un trou l p et évaluer l'apport de configurations supérieures éventuelles, puis essayer de préciser ainsi certaines caractéristiques peu connues. Enfin, nous calculerons les facteurs spectroscopiques expérimentaux et nous les comparerons, si possible, avec ceux qui ont été obtenus à partir d'autres expériences, pour voir s'ils varient avec l'énergie de la particule incidente.

Nous avons étudié tout d'abord ^{12}C, ^{16}O et ^{40}Ca(1),(2), ce qui n'avait jamais été fait à cette énergie. Un spectromètre magnétique sépare et analyse les deutons émis. La résolution totale en énergie est environ $\frac{\Delta E}{E} = 0,050$. Ces noyaux ayant un moment total nul, le nombre de niveaux observés est relativement limité et l'analyse est très simplifiée. Nous avons pu montrer que ^{16}O et ^{40}Ca pouvaient être très bien décrits par un modèle en couches, sans introduire de mélanges de configurations très importants, et être valablement considérés comme sphériques. Dans le cas de ^{12}C, un modèle en couches avec couplage intermédiaire et même un mélange de configurations supérieures étaient nécessaires, ce qui revient à dire que les interactions résiduelles se saturent dans les noyaux à couches complètes mais restent très importantes dans le cas du ^{12}C.

Ensuite, nous avons étudié d'autres noyaux de la couche l p = ^{9}Be, ^{10}B, ^{11}B et ^{14}N. Ces noyaux, ainsi que ceux auxquels on aboutit par la réaction (p,d) sont des noyaux déformés,

certains très déformés tel ^{9}Be, pour lequel on a proposé un modèle d'agrégats de particules α. Il nous a semblé intéressant d'analyser les niveaux obtenus, niveaux parfois mal ou non connus, qui doivent être nombreux du fait des possibilités de couplage du trou créé avec les nucléons restants. Nous avons voulu essayer divers modèles nucléaires, en particulier les descriptions "microscopiques" tenant compte, d'une façon explicite, des interactions résiduelles, qui doivent être importantes dans ces noyaux mais dont l'influence doit varier avec le nombre de nucléons remplissant la couche 1 p.

Nous avons également commencé avec des protons de 155 MeV l'étude de la réaction de double pick-up (p,t) sur le ^{12}C [23]. Chronologiquement, les réactions à double transfert (α,d), (d,α), (t,p) etc, ont été étudiées principalement depuis 1957 par EL NADI[24], NEWNS[25], GLENDENNING[26], ROOK et MITRA[27] etc, avec des simplifications de plus en plus limitées, par un traitement P.W.B.A. ou D.W.B.A. Expérimentalement, on commence à avoir beaucoup de résultats, mais jusqu'à maintenant, les expériences faites à basse énergie ($E_i \leq$ 40 MeV) ont été principalement utilisées pour une étude spectroscopique des noyaux.

Nous avons été les premiers à étudier une telle réaction à plus grande énergie en séparant les différents groupes de tritons par analyse magnétique. Cette réaction nucléaire présente dans notre cas plusieurs particularités intéressantes:

- le ^{12}C est bien connu et nous l'avons déjà étudié avec la réaction (p,d),

- le double pick-up peut s'interpréter par plusieurs processus, dont certains sont peut être plus importants à notre énergie et il doit être possible d'obtenir des renseignements sur les distributions de paires de neutrons, si l'effet des distorsions est calculé.

- par suite des règles de sélection particulières de cette réaction, celle-ci est un moyen exceptionnel d'obtenir des renseignements sur les niveaux de ^{10}C, noyau instable, peu connu et qui appartient par ailleurs au même triplet isobarique que ^{10}B étudié par pick-up simple sur ^{11}B .

C H A P I T R E II

DISPOSITIF EXPERIMENTAL :

Nous utilisons le faisceau de protons de 155 MeV du synchrocyclotron du laboratoire Joliot-Curie à ORSAY. Ces protons, à leur sortie de l'accélérateur, sont aiguillés par un déflecteur magnétique vers la cible étudiée. Celle-ci se trouve au centre d'une chambre à réactions de 100 cm de rayon. Un spectromètre magnétique horizontal relié à cette chambre permet d'analyser l'énergie des groupes de deutons qui correspondent aux différents niveaux excités du noyau résiduel. Un détecteur placé au point image de l'aimant compte les deutons dans une certaine bande d'énergie (Fig. 1). Du fait de leur cinématique, les deutons produits dans la réaction étudiée sont les seules particules pouvant avoir une aussi grande rigidité magnétique, abstraction faite du spectre de tritons produits par la réaction (p,t x), spectre qui est absolument plat, peu important, et que l'on peut soustraire facilement.

A - ETUDE DE CERTAINES PROPRIETES DU SPECTROMETRE MAGNETIQUE

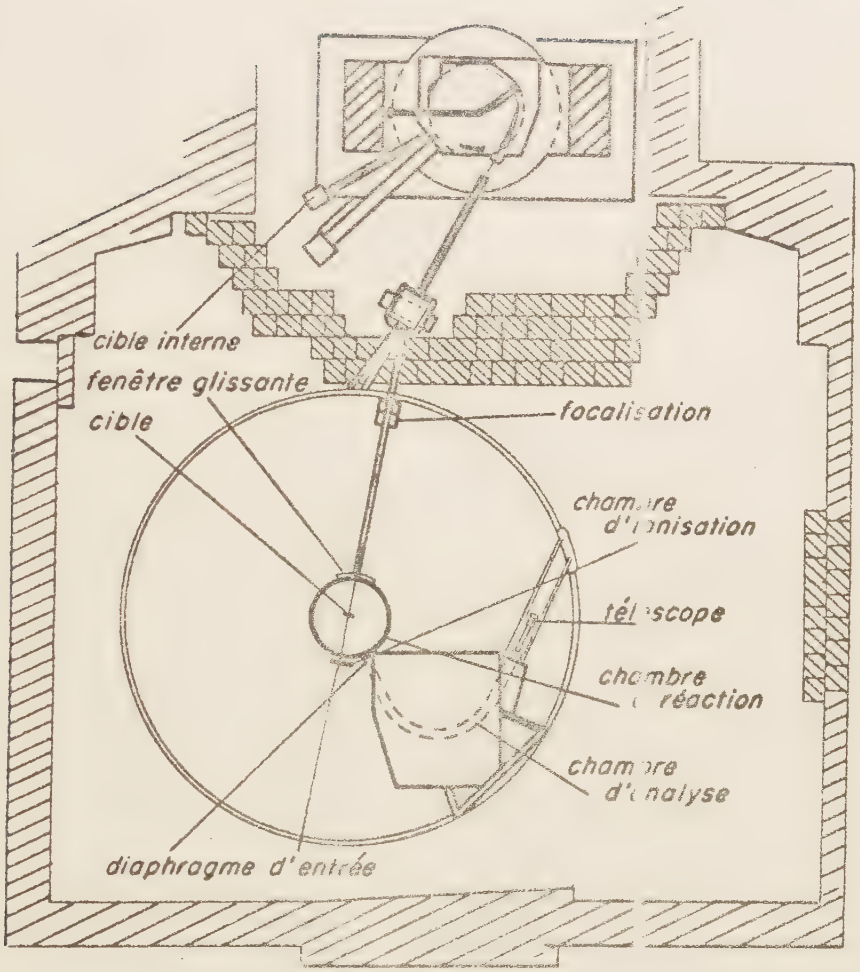
Dans ce paragraphe, nous reprenons et essayons de prolonger certaines conclusions sur le même sujet de C. DETRAZ[2],(34)

- Principales caractéristiques de l'aimant :

Angle géométrique du secteur = 120°
Rayon moyen R = 170 cm
Indice théorique au centre N = 0,5
Distance-cible-pièces polaires = 250 cm
Angle d'incidence géométrique à l'entrée
(prévu par le constructeur) = 5° 7
Entrefer au centre = 22 cm
Plage utile maximum = 20 cm
Shims = 10 mm de large, 1,5 mm d'épaisseur à l'intérieur
et 2 mm à l'extérieur de l'aimant.

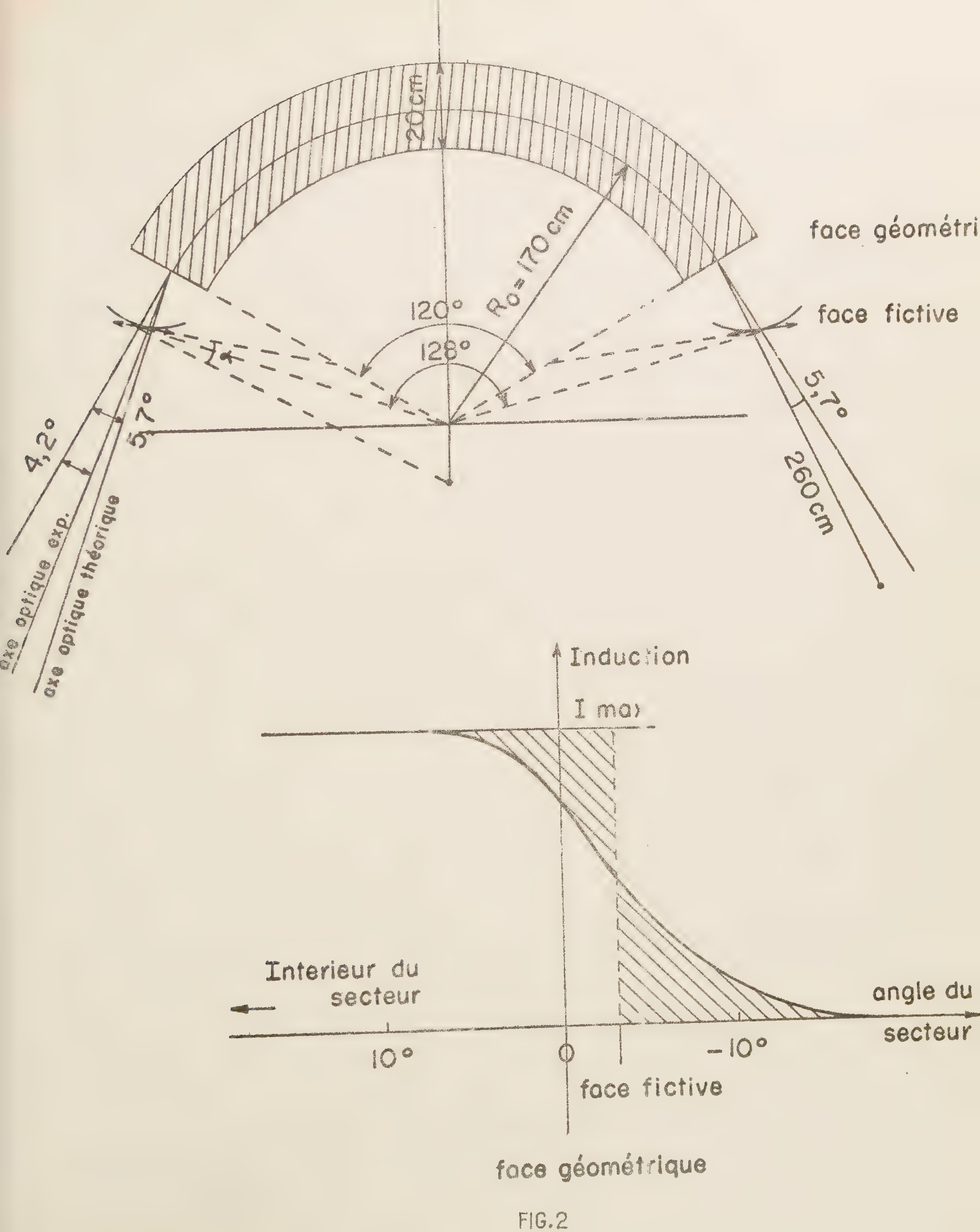
L'étude de l'aimant a tout d'abord été faite par l'établissement d'une carte du champ et des indices dans l'entrefer et à l'extérieur, dans le plan médian, pour une induction au centre de l'aimant de 5 000, 8 000, 11 000, 15 000, 18 000 gauss. A ces trois dernières valeurs du champ correspond la focalisation des protons de 155 MeV, des deutons de 150 MeV et des tritons de 146 MeV. Comme nous nous intéressons à ces particules dans ces gammes d'énergie, nous insisterons sur les caractéristiques de ces zones d'induction, d'autant plus que c'est vers les inductions les plus fortes que se posent le plus de questions en liaison avec la saturation magnétique.

Des cartes de champs permettent de définir assez grossièrement l'esquisse d'un aimant fictif (Fig. 2), c'est-à-dire d'un aimant parfait qui aurait pour un rayon donné un champ équivalent au champ théorique de l'aimant réel[30],[31]. Dans notre cas, il faut regretter le trop petit nombre de mesures effectuées dans le champ de fuite, ce qui limite la précision



Synchro-cyclotron (155 MeV)

— Fig. 1 —



20 cm
R_0=170 cm
face géométri
face fictive
120°
128°
5,7°
4,2°
5,7°
260 cm
axe optique exp.
axe optique théorique
Induction
I max
Interieur du secteur
angle du secteur
10°
0
-10°
face fictive
face géométrique

FIG.2

sur la définition de cet aimant fictif, mais il semble bien qu'entre 11000 et 18000 gauss l'angle du secteur magnétique varie très peu et avoisine la valeur de 128º.

Par contre, pour des rayons différents, l'angle équivalent est différent, ce qui est normal. Vers le rayon 160 cm, où le champ est plus intense qu'au rayon moyen, la face fictive est plus proche de la face réelle et la saturation du fer, dont les effets sont en quelque sorte supérieure à ceux du champs de fuite, doit accentuer vers 18 000 gauss cette dégradation de la partie interne ; c'est cette rotation des faces fictives qui doit jouer un grand rôle quand l'induction varie.

Remarquons que ces cartes de champ montrent bien que l'aimant est parfaitement symétrique par rapport au plan $\theta = 60º$, ce qui n'était pas évident a priori.

On voit d'après les quelques chiffres de ce tableau que :

- l'indice au rayon 170 cm est correct pour un champ moyen B de 11 000 gauss.
- l'indice se détériore fortement pour une induction très élevée.
- les indices à un rayon inférieur à 170 cm varient plus fortement que pour un rayon supérieur.
- pour $\theta = 5º$, la saturation est de 8% à 18 000 gauss et de 6 ‰ à 5 000 gauss.

Le shimming a été établi de façon que la plage utilisable soit la plus grande possible pour des inductions de 11 000 et 15 000 gauss.

TABLEAU DE CERTAINS RELEVES D'INDUCTION ET D'INDICES APRES SHIMMING(*)

	Valeur de l'induction $\theta = 5°$ (**)				Valeur de l'induction et des indices $\theta = 60°$							
Champ au centre (Gauss) / R_{cm}	5 000	11 000	15 000	18 000	5 000		11 000		15 000		18 000	
					B	N	B	N	B	N	B	N
150	5 271	11 494	15 029	17 018	5 315	0,547	11 798	0,507	15 908	0,455	19 227	-
160	5 118	11 195	14 790	16 955	5 146	0,485	11 331	0,494	15 447	0,473	18 703	0,449
170	4 972	10 884	14 448	16 683	5 000	0,490	11 001	0,505	15 009	0,487	18 180	0,479
180	4 835	10 590	14 066	16 268	4 857	0,515	10 688	0,510	14 589	0,497	17 670	0,501
190	4 709	10 293	13 662	15 797	4 734	0,526	10 434	0,510	14 191	0,541	17 [illegible]	0,596

(*) Cartes de champs et d'indices fournis par Melle BOURGAREL

(**) Les angles θ sont définis par rapport à la face d'entrée de l'aimant.

B - RESUME DE CERTAINS RESULTATS THEORIQUES

Nous présentons quelques résultats calculés à partir d'expressions établies par TASMAN et programmées par J. DU - PIN[31].

Donnons certaines définitions :

R,θ : coordonnées polaires d'un point du plan médian, la face d'entrée de l'aimant servant de base.

R_o : rayon moyen.

B : champ en un point du plan médian.

B_o : champ au centre de l'aimant.

$$B = B_o \left[1 - N_o \left(\frac{R - R_o}{R_o} \right) + \beta \left(\frac{R - R_o}{R_o} \right)^2 \right]$$

N : indice du champ en un point du plan médian

N_o : indice au rayon R_o

β : deuxième indice de champ

$$N = - \frac{R_o}{B_o} \frac{dB}{dR} = N_o - 2\beta \left(\frac{R - R_o}{h_o} \right) \qquad \beta = - \frac{R_o}{2} \frac{dN}{dR}$$

I/- Malgré un shimming très étudié, les indices expérimentaux sont différents des valeurs théoriques. Nous donnons quelques exemples :

B_o gauss	N_o pour $R_o = 170$ et $\theta = 60º$	N_o $\begin{cases} R_o = 170 \\ \theta = 60º \end{cases}$	N_o $\begin{cases} R_o = 170 \\ \theta = 30º \end{cases}$
11 000	0.505	- 0.04	0.500
15 000	0.487	- 0.10	0.476
18 000	0.479	- 0.20	0.463

L'avantage d'un indice moyen $N_o = 0,500$ est que la focalisation des particules dans le plan horizontal et vertical se fait en un même point. Avec la saturation du fer, si l'indice se détériore, l'écart entre les foyers horizontaux et verticaux devient vite important.

N_o	0.52	0.50	0.48	0.46
Distance image horizontale (en cm)	292	264	239	218
Distance image verticale (en cm)	239	264	292	325

Les distances sont évaluées à partir de la face de sortie, pour une distance objet de 260 cm.

Soit α l'angle des tangentes aux faces fictives avec les faces réelles ; on peut voir l'influence de α sur le déplacement des distances images pour $N_o = 0,5$.

α (en radian)	0	+ 0,01	+ 0,03	+ 0,05
Distance image horizontale (en cm)	264	270	283	298
Distance image verticale (en cm)	264	258	246	236

Le fait que les faces fictives ne coïncident pas avec les faces réelles ne détruit pas la double focalisation, mais

α en croissant fait varier le rapport distance image sur distance objet quel que soit le rayon de courbure des faces fictives. Si le champ magnétique augmente, les indices se détériorent et les faces fictives s'inclinent sur l'axe optique. Ces deux effets peuvent faire varier de façon opposée le rapport des distances images. Il est difficile de dire lequel l'emporte sans des cartes d'indices plus précises. L'examen de la résolution en énergie dans la réaction (p,t) avec une induction voisine de 17 000 gauss montre que les foyers images sont sans doute assez proches du foyer image prévu et l'imprécision sur cette distance ne nous gêne pas dans l'état actuel des expériences entreprises.

II/- Dispersion : On définit la dispersion D par la relation

$$y/D = \frac{\Delta P}{P} ,$$

y étant la distance prise perpendiculairement à l'axe optique, du point de focalisation des particules d'impulsion $P + \Delta P$ si les particules d'impulsion P se focalisent au point image principal.

La dispersion ne dépend que de l'indice moyen N_o et de l'angle de secteur $\emptyset$, mais non du 2ème indice β avec les relations différentielles approchées :

$$\frac{\Delta D}{\Delta N_o} \# 0,25 \frac{D}{N_o} \quad \text{et} \quad \frac{\Delta D}{\Delta \emptyset} \# 1,6 \frac{D}{\emptyset}$$

L'angle du secteur varie très peu quand l'induction varie de 11 000 à 15 000 gauss et par ailleurs la dispersion ne diminue que lentement avec l'indice moyen. On peut estimer que, dans notre cas, la variation maximale de la dispersion est de 1 % .

III/- Inclinaison de plan focal sur l'axe optique : l'angle F du plan focal avec l'axe optique dépend du deuxième indice β . Les calculs montrent que F décroît lorsque β décroît négativement selon la relation différentielle approchée :

$$\frac{\Delta F}{F} \# - \frac{\Delta \beta}{\beta} \quad . \quad 0,10$$

Mais, lorsque l'induction augmente, N_o décroît ainsi que β ; l'angle F est également une fonction de N_o selon la relation :

$$\frac{\Delta F}{F} \# \frac{\Delta N_o}{N_o} \quad ;$$

c'est-à-dire que les deux effets s'opposent.

Un autre facteur qui joue sur la valeur de l'angle F est la courbure de la face fictive. Si cette courbure augmente, le plan focal se couche sur l'axe optique ; la courbure de la face croît quand l'induction croît par l'effet continu de la saturation et du champ de fuite. Malheureusement, on ne connaît pas, expérimentalement, cet angle focal avec une bonne précision. Sa valeur moyenne calculée est d'environ 30 degrés. Les conclusions tirées de la mise au point de notre détecteur quant à cette valeur sont peu précises mais compatibles avec la valeur calculée. De même, l'aberration angulaire (dimension de l'image d'un objet ponctuel) est une fonction décroissante de β , mais dépend principalement des courbures des faces fictives. Expérimentalement, cette aberration n'a pas été mesurée. Cependant, nous avons observé au cours de l'étude de la réaction (p,t), pour une induction proche de 17 000 gauss que, dans les spectres en énergie des tritons, les pics comportaient des bases anorma-

lement larges en comparaison des pics des spectres de deutons à moyenne indu:tion. Ceci est dû aux aberrations angulaires. On le vérifie en réduisant l'angle solide d'entrée de l'analyseur, ce qui ramène les pics de tritons à la forme "normale".

IV/- Grandissement : Le grandissement a déjà été calculé par ailleurs[32] et mesuré expérimentalement[34]. Sa valeur est approximativement 1,1 ± 0,1. On obtient un chiffre proche de 1 du fait de la symétrie des espaces objet et image.

C - EXAMEN DES PROPRIETES DU SPECTROMETRE AU MOYEN DU SYSTEME TRIDETECTEUR

Le détecteur placé au point image de l'analyseur, lors es premières mesures, était un scintillateur plastique en coïncdence avec un deuxième plastique, plus grand, placé dans l'axe du faisceau analysé de deutons, peu après le premier. Ce dernier plstique, dit de définition, avait 10 mm de largeur, 40 mm de hauteur, 1 mm d'épaisseur. Le deuxième scintillateur, situé à 185mm, avait 50 mm de largeur, 30 mm de hauteur et 3 mm d'épaisseur. Chaque plastique était relié par un guide de lumière à un photomultiplicateur 56 A.V.P. protégé par un double cylindre de fer ARMCO et de u- métal, à l'intérieur. Les deux photomultiplicateurs étaient reliés à un sélecteur de coïncidences transistorisé, fonctionnant en "avalanches", de faible temps de résolution ($2\tau = 20.10^{-9}$ s)[2].

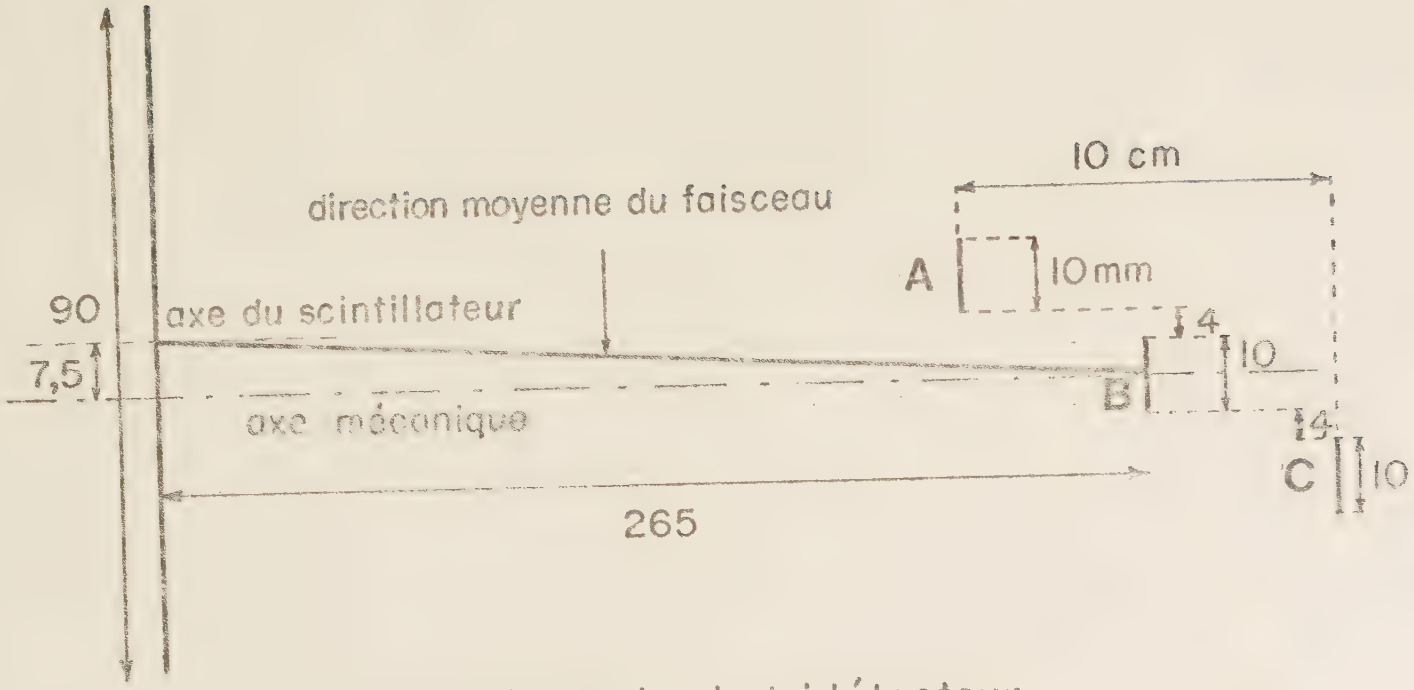
Pour diminuer les temps d'expérience, nous avons construit un télescope comprenant trois scintillateurs plastiques

de définition, séparés par un intervalle de 14 mm, ayant également 10 mm de largeur, 40 mm de hauteur, 2 mm d'épaisseur. Ils sont situés tous les trois approximativement dans le plan focal du spectromètre et mis chacun en coïncidence avec un quatrième scintillateur plastique de 80 mm de hauteur, 90 mm de largeur et 3 mm d'épaisseur, placé à 265 mm derrière (Fig.3). De cette façon, on peut faire trois comptages simultanés. Lorsqu'une mesure est faite sans cible, nous obtenons un certain fond qui diminue avec l'angle. Les problèmes posés par le fond ont été discutés par C. PETRAZ dans sa thèse[2]. Nous avons, depuis, apporté les améliorations suivantes :

1/- Suppression de la fenêtre d'entrée par la réalisation du vide depuis l'accélérateur jusqu'aux détecteurs. Par cette méthode, dont nous parlerons plus loin, nous éliminons le fond provenant de cette fenêtre d'aluminium, fond qui est important jusqu'à un angle d'émission de deutons de 10º environ.

2/- Aux grands angles, le fond semble être produit par des particules de la salle tels que des neutrons qui provoquent des coups parasites dans les scintillateurs par prot. de recul. Nous avons donc essayé d'éliminer ces parasites en blindant notre télescope par une enveloppe extérieure de paraffine de 5 cm d'épaisseur. Egalement, nous avons introduit entre les trois scintillateurs de définition et le scintillateur large, un écran d'aluminium de 5 mm n'arrêtant pas les deutons et tritons de la réaction, mais pouvant supprimer certaines coïncidences parasites. Ces écrans permettent d'abaisser le nombre de coups dus au fond, comptés sur le détecteur central.

Nous avons d'abord limité à trois le nombre de détecteurs pour plusieurs raisons :



2 Coupe horizontale du tridétecteur

FIG.3

- L'angle solide, fixé par un plastique de définition et le grand plastique déterminant la coïncidence, varie d'un détecteur à l'autre, ce qui provoque une variation importante, lorsque $d\sigma/d\Omega$ est petit, du fond obtenu.

- Nous ne connaissons pas suffisamment le plan image en position et en angle pour différentes zones de champ magnétique.

- La dispersion linéaire n'est connue qu'approximativement le long du plan image dans le domaine des inductions élevées.

- Le dépouillement des résultats expérimentaux, tel qu'il est pratiqué actuellement, mais qui pourra être davantage "automatisé", obligerait à de nombreuses mesures de contrôle et d'étalonnage qui feraient perdre une grande partie du bénéfice acquis par ailleurs.

A cette description du système de détection, il convient d'ajouter un point de détail : pour une raison peu claire, il a été nécessaire de monter le point objet de l'analyseur de 4 mm pour que l'image reste dans le plan médian.

Pour connaître certaines propriétés du tridétecteur et de l'analyseur, nous avons fait une série de mesures qui consistaient à focaliser successivement (en faisant varier l'induction) sur chaque scintillateur de définition, des protons, deutons et tritons d'une énergie bien déterminée. En même temps, nous contrôlions que l'efficacité des trois détecteurs était la même, ce qui est exact à environ 1 %. Nous avons également déplacé les détecteurs de définition de 5 ou 10 centimètres parallèlement à l'axe optique pour essayer d'explorer ainsi l'espace image. Les résultats numériques sont peu précis ; malgré tout,

nous avons obtenu certains résultats expérimentaux qui confirment les résultats des calculs obtenus précédemment.

1 - En disposant trois détecteurs sur un axe parallèle à l'axe du banc d'optique, on voit qu'il faut un champ magnétique différent pour focaliser les deutons de même énergie sur chaque scintillateur. Ceci confirme que le faisceau sortant du spectromètre ne vient pas frapper les scintillateurs normalement, mais avec un angle de l'ordre de 1,5º. Un résultat très proche a été obtenu à l'aide d'un polarimètre dans le cas des protons de 155 MeV[33].

2 - La comparaison des résolutions expérimentales des spectres de protons élastiques montre que la focalisation dans le plan horizontal s'améliore quand le détecteur s'éloigne de l'analyseur au delà du foyer image. Inversement, pour une induction supérieure, la focalisation des deutons de pick-up se fait à une distance plus proche de l'analyseur, mais ces différences sont de l'ordre de 15 centimètres au maximum et les variations de résolution n'ont aucune conséquence expérimentale, tout au moins dans nos conditions de travail.

3 - L'examen des résolutions relatives pour des protons et des deutons montre que le plan focal est davantage couché sur l'axe optique pour une induction élevée qu'à moyenne induction, ce qui est explicable par les résultats théoriques présentés plus haut.

4 - La dispersion mesurée avec des deutons à une induction de 14 000 gauss est semblable à celle mesurée avec des protons pour une induction de 11 000 gauss, ce qui est conforme aux conclusions théoriques, mais la mesure de la dispersion

expérimentale est délicate si l'on ne connaît pas parfaitement le foyer et le plan image. Une étude supplémentaire serait à faire si l'on voulait approfondir cette question, mais l'on peut conclure actuellement que les variations de ces caractéristiques sont faibles et sans inconvénient pour les expériences de pick-up.

D - ETALONNAGE EN ENERGIE DU SPECTROMETRE

Comme cela l'a été expliqué en détail par C. DETRAZ[2], l'étalonnage est effectué à l'aide de protons de diffusion élastique sur du carbone et de deutons obtenus par pick-up sur différentes cibles : ^{12}C , ^{9}Be , ^{10}B , ^{14}N , ^{16}O , ^{19}F , ainsi que par des tritons provenant de la réaction (p,t) sur le carbone et le fluor. On calcule, à partir de l'énergie connue de ces particules, la rigidité magnétique dite "théorique" de ces particules : $(BR)_{th}$: On mesure ensuite chaque fois l'induction nécessaire pour les focaliser sur le détecteur de définition central : B_{exp}. En adoptant un rayon moyen R = 170 cm, on peut dresser la courbe [2]

$$\Delta = \frac{(B_{exp.}\,170) - (BR)_{th.}}{B_{exp.}\,170} \quad \text{en fonction de } (B_{exp.}\,170)$$

Cette courbe montre que Δ croît rapidement avec B_{exp} , ce qui s'explique parfaitement par la saturation croissante du fer de l'aimant. On remarque cependant que vers 17 000 gauss, le rapport Δ a une croissance plus lente : ceci ne veut pas dire que la saturation diminue, mais que l'aimant équivalent est différent. Cette courbe est une représentation commode à laquelle il ne faut pas donner cependant un sens physique trop simpliste.

E - RESOLUTION EN ENERGIE

Pour connaître ou identifier avec précision tous les niveaux du noyau final excité dans la réaction, nous devons décomposer le spectre en énergie des deutons en une suite de pics "élémentaires" : la largeur en énergie expérimentale totale ΔE d'un tel pic doit être la plus petite possible. Nous allons examiner successivement les éléments qui interviennent dans cette largeur totale.

Nous avons tout d'abord amélioré la géométrie du faisceau de protons en ajoutant un élément au canal magnétique qui permet l'extraction ; ceci évite une dispersion angulaire trop grande à la sortie de l'accélérateur. Il a été nécessaire cependant d'introduire, dans l'entrefer de l'aimant déflecteur, un diaphragme de laiton de 2 cm de largeur et de 4 cm de hauteur (son épaisseur est d'environ 4 cm). Ce diaphragme empêche le faisceau de toucher le tuyau conducteur et limite l'ouverture angulaire du faisceau frappant la cible.

Les lentilles quadrupolaires d'entrefer 20 cm ont été placées en un endroit tel que l'angle d'incidence soit toujours le plus petit possible pour une focalisation optimale. Des diaphragmes mobiles de laiton se trouvent à mi-chemin entre la cible et le spectromètre dans le but de limiter l'admittance de ce dernier. Nous utilisons ordinairement une ouverture de 2 cm de largeur et 5 cm de hauteur, c'est-à-dire un angle solide d'environ 6.10^{-4} stéradian. Cette ouverture angulaire entraîne une incertitude sur l'angle d'observation des deutons, d'où, cinématiquement, une incertitude sur l'énergie des deutons.

Avec les diaphragmes indiqués et pour une cible de carbone et un angle d'observation de 10°, l'incertitude sur l'énergie des deutons est environ 0,15 MeV.

Le spectromètre donne une image de la tache du faisceau sur la cible. Le grandissement de l'aimant est, avec notre géométrie, environ 1,2 compte tenu des aberrations ; la largeur en énergie introduite par la dimension de cette image est directement liée à la dispersion par la relation :

$$\frac{2\,y}{707}\ f\,(E) = \frac{\Delta E}{E}$$

y étant la largeur de l'image exprimée en cm, f(E) la correction relativiste liant l'énergie à la quantité de mouvement et 707 la valeur de la dispersion.

Il convient de réduire, tout en ne détériorant pas les autres propriétés de l'analyseur, la largeur de l'image donc la largeur de la tache du faisceau. Afin de limiter encore les dimensions de la tache d'impact, nous avons mis au point un dispositif permettant d'obtenir un vide continu depuis la sortie du synchrocyclotron jusqu'aux détecteurs. La difficulté résidait dans le fait que le spectromètre étant solidaire de la chambre à réaction, il tournait avec elle. Il fallait donc que le tuyau d'amenée du faisceau à la chambre soit fixé à cette dernière par une fenêtre étanche mais mobile. Nous avons réalisé une fenêtre dont les dimensions utiles sont 40 x 50 cm. Le contact de la fenêtre avec la chambre est assuré par une feuille de téflon "dénaturé" qui glisse sur le joint d'étanchéité en conservant cette dernière. Le spectromètre peut ainsi tourner de 27º sans

que le vide soit détérioré au cours de la manoeuvre et, à condition de déplacer la connexion analyseur-chambre, on peut tourner ainsi par paliers de 27º jusqu'à 60º. Une fenêtre mince d'aluminium ferme la chambre à réactions à 0º à la sortie du faisceau primaire, de façon que celui-ci ne rencontre pratiquement pas de matière sur son parcours[35]. Ce dispositif mécanique a d'abord été mis au point avec une version plus modeste, permettant une rotation de 10º seulement.

Rappelons que cette fenêtre permet, en supprimant toute feuille d'aluminium à l'entrée, d'éliminer un nombre important de particules parasites, qui, produites dans cette fenêtre, pouvaient pénétrer dans le spectromètre. Les dimensions de la tache étaient au mieux dans ces conditions de 0,6 cm de large et de 1,5 cm de haut, et l'élargissement en énergie qui en résulte est : $\Delta E = 0,30$ MeV .

Il est possible de réduire les aberrations en limitant davantage l'admittance de l'aimant mais en diminuant aussi le taux de comptage.

L'épaisseur de la cible joue un rôle important dans la résolution en énergie. En effet, on peut voir que lorsqu'un proton frappe la cible, la réaction nucléaire peut avoir lieu en tout point de l'épaisseur et à la limite sur chacune des faces. Ceci provoque une variation de la perte en énergie du proton entrant et du deuton sortant (Fig. 4). Il faut donc réduire l'épaisseur de la cible dans les limites imposées par sa technique de fabrication et surtout par le taux de comptage minimum que l'on souhaite obtenir. Par exemple, une cible de 100 mg/cm^2 de carbone introduit un élargissement en énergie de $\Delta E = 0,35$ MeV.

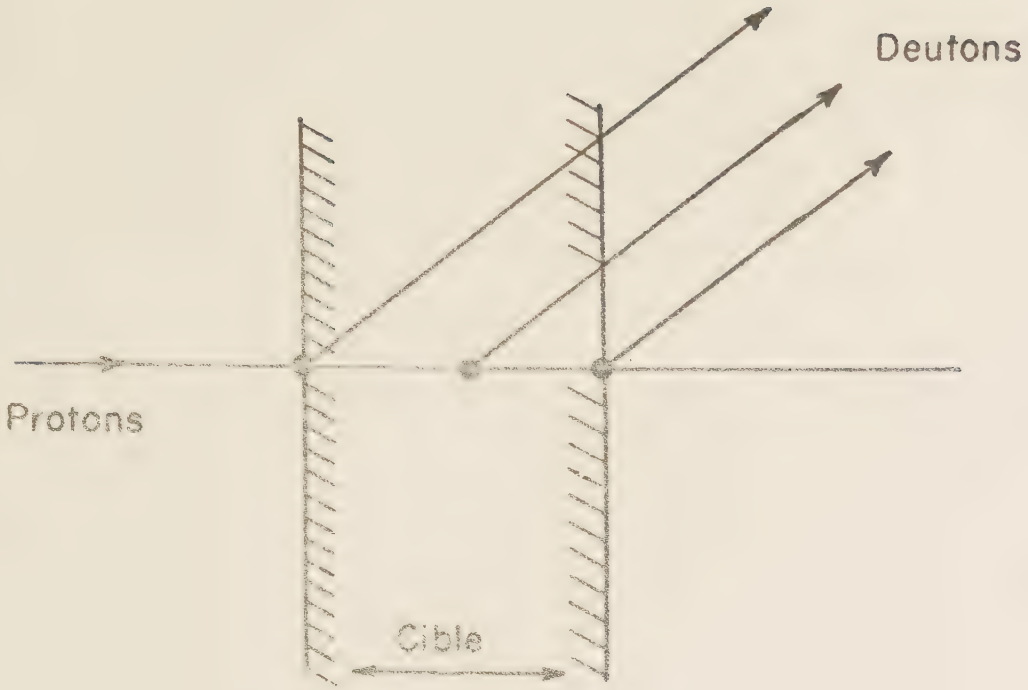


FIG.4

Le détecteur est un scintillateur plastique situé dans le plan image du spectromètre. Il présente au faisceau une face de 1 cm de large. Ce détecteur reçoit des deutons dont l'énergie est comprise dans la bande d'énergie $\frac{\Delta E}{E} = \frac{2}{D}$, D étant la dispersion de l'aimant analyseur dont la valeur est 707. L'incertitude en énergie introduite ainsi sera environ $\Delta E = 0,40$ MeV. En sacrifiant le taux de comptage, on peut également réduire les dimensions des détecteurs.

Cependant, le terme le plus important qui intervient dans la détermination de la résolution totale est actuellement la largeur en énergie du faisceau primaire de protons comme il a été exposé ailleurs[36]. Cette largeur brute était sans intervention extérieure $\Delta E = 3,50$ MeV environ ; elle provient des oscillations radiales qu'effectuent les protons par rapport à leur trajectoire moyenne. L'amplitude initiale de ces oscillations est fixée par la source d'ions : position, dimensions du plasmas, etc... Pour réduire l'amplitude de ces oscillations, on introduisait un diaphragme interne en aluminium ou en graphite, qui rabotait ces oscillations, mais en limitant le faisceau sortant à 1/10 de sa valeur maximum. Ce procédé permettait d'obtenir une largeur en énergie primaire de 0,5 MeV. Une amélioration très importante a été depuis apportée grâce à une source à fente qui réduit au départ les oscillations et permet ainsi d'obtenir une intensité supérieure pour la même résolution[37].

D'autres améliorations sont sans doute possibles, en particulier en étudiant une meilleure géométrie du canal magnétique ; celui-ci constitue une série de diaphragmes et de déflecteurs qui sont autant de paramètres que l'on peut ajuster.

Finalement, en additionnant quadratiquement toutes les incertitudes, nous voyons que, dans ce cas particulier, la largeur totale pour notre expérience est de l'ordre de $\Delta E = 0,8$ Mev. Il serait intéressant de descendre au-dessous de ce chiffre. Une façon possible de l'améliorer consiste à diminuer l'épaisseur de la cible et à réduire la largeur du plastique détecteur. Mais la largeur en énergie venant du faisceau primaire étant de loin le terme prépondérant, c'est celui-ci qu'il faudra diminuer. Ajoutons que, pour supprimer toute incertitude supplémentaire sur l'énergie des protons et des deutons venant de l'instabilité des champs magnétiques du synchrocyclotron , de l'aimant aiguilleur et du spectromètre magnétique, des sondes à résonance nucléaire ont été utilisées pour un contrôle permanent des inductions qui doivent être constantes à 10^{-4} près. Il est nécessaire d'étendre cette amélioration à l'aimant du synchro-cyclotron.

Précisons enfin que le nombre de protons incidents est déterminé par une chambre d'ionisation à Hélium, reliée à un intégrateur. Ce moniteur est situé soit avant la chambre à réactions, soit derrière elle, si on établit la liaison directe déflecteur-spectromètre sous vide. Deux systèmes de monitorage sont en cours d'étude :

- un mesureur à électrons secondaires qui se trouve dans le tuyau d'amenée du faisceau primaire à la sortie de l'accélérateur et qui fonctionne depuis peu de temps.

- Un dispositif qui mesurerait l'induction créée dans un anneau de ferrite par le faisceau de protons. Un tel système est très délicat à réaliser du fait de la faible intensité du courant induit.

F - CIBLES

1 - ^{9}Be - La cible de Beryllium, nucléairement pure, est constituée par un disque de 100 mm de diamètre, et d'épaisseur totale 193,55 mg/cm^2.

2 - ^{11}B - ^{10}B - Les cibles de bore, également circulaires, ont un diamètre de 60 mm. Elles sont obtenues par frittage de poudre d'isotopes séparés provenant d'Oak-Ridge. Malheureusement, au cours du frittage, une impureté de carbone s'est introduite. Une analyse radiochimique a montré que le pourcentage de carbone était de l ordre de 14 $\pm$ 2 % .

Nous avons fait également une série de mesures de contrôle avec des cibles de Bore, séparées, en poudre tassée dans un container d'aluminium de 0,01 mm.

	Epaisseur totale	Pourcentage de l'isotope principal par rapport au Bore total.	impuretés autres que C et B
^{11}B	194,7 mg/cm^2	94,3 %	4,1 %
^{10}B	201,2 mg/cm^2	96,6 %	2,1 %

3 - C^{12} - Nous avons utilisé deux cibles :

1/- Une cible de graphite, nucléairement pure de 100 mm de diamètre et 165,02 mg/cm^2 d'épaisseur.

2/- Une cible mince de polystyrolène $(CH)_n$ de diamètre et 96,98 mg/cm^2 d'épaisseur.

4 - N^{14} - L'azote 14 a été obtenu à partir de cristaux de 5 amino-tétrazole-monohydrate ($CH_3 N_5$, H_2O).

Ces cristaux sont déshydratés dans une étuve à environ 150 degrés, puis la poudre ainsi produite est conservée sous vide.
La cible est constituée par cette poudre tassée entre deux feuilles d'aluminium de 0,01 mm d'épaisseur. Pour connaître la contribution des deutons produits dans le carbone de la cible, on effectue simultanément la même mesure sur une cible de polystyrolène dont l'épaisseur a été calculée pour que la résolution en énergie soit la même dans les deux cas. On peut donc soustraire directement les deux spectres en tenant compte du pourcentage respectif de carbone après avoir défalqué le fond. Cette cible de polystyrolène a également deux parois en aluminium de 0,01 mm.

Une troisième cible ne comportant que deux feuilles d'aluminium est utilisée pour mesurer le fond.

Si les résolutions dans les spectres en énergie provenant de la cible et de la cible de polystyrolène sont différentes, on soustrait le spectre de carbone en ramenant les résolutions à la même valeur après une décomposition du spectre en gaussiennes. Nous nous sommes efforcés autant que possible d'éviter cette procédure longue et complexe.

C H A P I T R E III

RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nos expériences nous donnent le résultat brut suivant :

Pour un angle donné θ de l'analyseur, Nd deutons sont venus frapper un scintillateur de définition perpendiculaire à l'axe optique et de 1 cm de largeur ; notre but est d'obtenir le nombre de deutons par MeV en fonction de l'énergie d'excitation.

On doit tout d'abord déterminer l'écart relatif en impulsion séparant deux scintillateurs voisins. On en déduit l'énergie correspondant à chacun des scintillateurs extrêmes à partir de l'énergie correspondant au détecteur central. Il est nécessaire d'effectuer une petite correction d'efficacité sur chaque détecteur. Ensuite, nous remontons exactement à l'énergie des deutons après la réaction à mi-cible. Connaissant la dispersion de l'analyseur dans les conditions d'expérience (11 000 à 17 000 gauss), on peut déterminer le nombre de deutons ΔN par bande d'énergie ΔE. On soustrait le fond absolu en distinguant selon l'angle d'analyse la contribution venant de la salle de celle provenant de la chambre à réactions. En effet, la soustraction est différente dans ces deux cas. Cette opération a été discutée dans la thèse de DETRAZ[2]. Dans le cas particulier de la cible d'azote, on doit tenir compte des deutons "parasites" produits dans les feuilles d'aluminium qui l'enveloppent. Ce spectre apparaît nettement sur le fond absolu.

Soustraction des impuretés. Cas particulier de N^{14}

Arrivé à cette étape de l'exploitation des résultats, il faut distinguer les deutons qui proviennent des noyaux étudiés et ceux qui sont obtenus par la même réaction sur les noyaux parasites que sont les impuretés isotopiques de ^{10}B dans ^{11}B (ou vice-versa), les impuretés chimiques (carbone dans le Bore fritté) et surtout la contribution de ^{12}C dans la cible de CH_3N_5, l'hydrogène, évidemment, n'intervenant pas. Une analyse chimique du 5-Amino-tétrazole a permis de déterminer avec une précision de 1 % la teneur en carbone. Comme nous l'avons déjà dit, on utilise une cible de $(CH)_n$ qui donne le spectre en énergie des deutons de la réaction $^{12}C(p,d)^{11}C$ obtenu dans les mêmes conditions (Fig. 5). Au moment de la soustraction, une double difficulté apparaît qui résulte du rapport des teneurs en carbone des deux cibles :

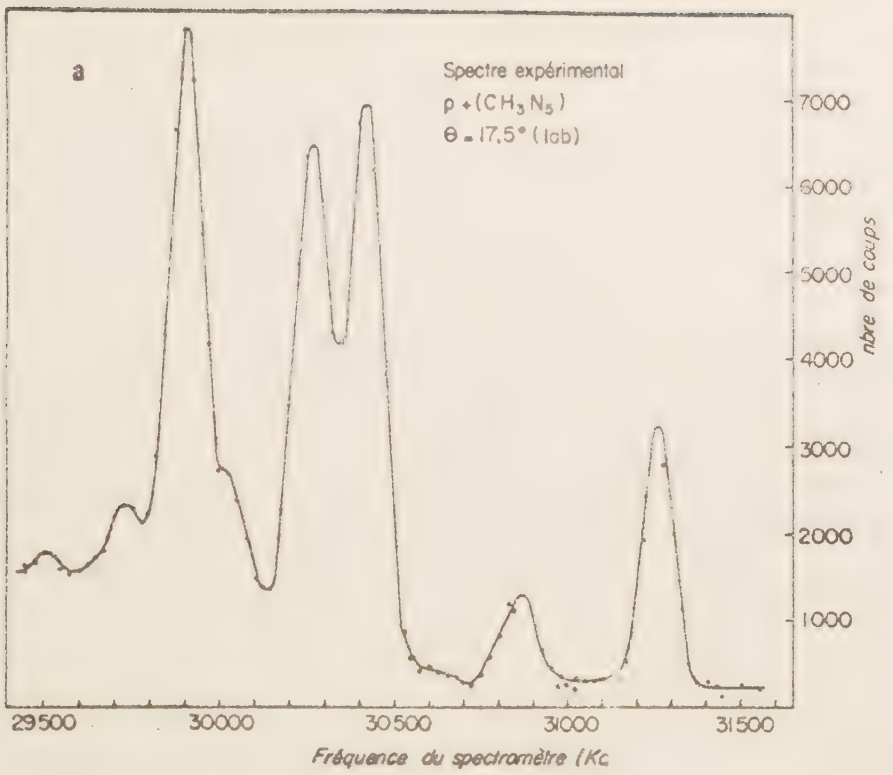
1/- position des pics du spectre pur de $(CH)_n$ par rapport aux pics de même origine du spectre de CH_3N_5.

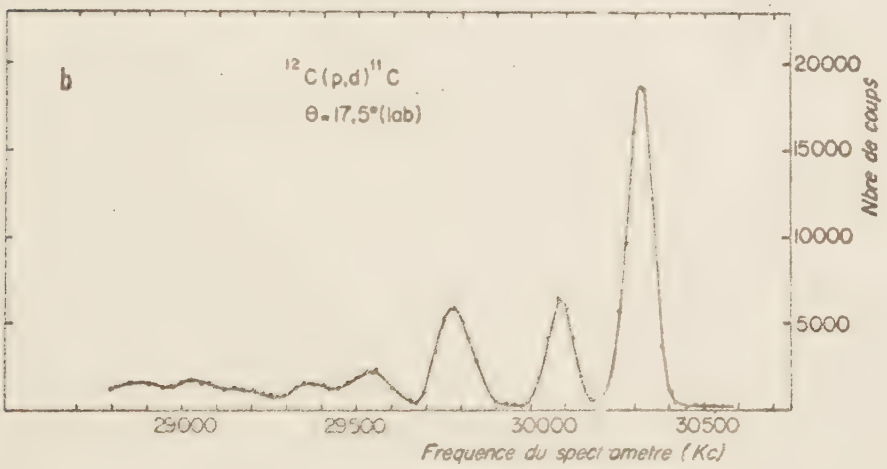
2/- différence de résolution en énergie dans les deux spectres.

Une fois que l'on a établi le spectre $\frac{d(Nd)}{d(Ed)}$ en fonction de $\Delta(Ed)$ pour l'isotope étudié, Ed étant l'énergie des deutons au centre de la cible, le calcul de la cinématique permet de tracer le spectre $\frac{d(Nd)}{d(E_{ex})}$ en fonction de E_{ex}, E_{ex} étant l'énergie d'excitation du noyau résiduel étudié, l'origine correspondant à l'état fondamental.

Décomposition du spectre d'énergie

Dans une étape suivante, il nous faut décomposer,


a
Spectre expérimental
p + (CH3 N5)
θ = 17,5° (lab)
7000
6000
5000
4000
3000
2000
1000
nbre de coups
29500
30000
30500
31000
31500
Fréquence du spectromètre (Kc


b
12C(p,d)11C
θ = 17,5° (lab)
20000
15000
10000
5000
Nbre de coups
29000
29500
30000
30500
Frequence du spectrometre (Kc)

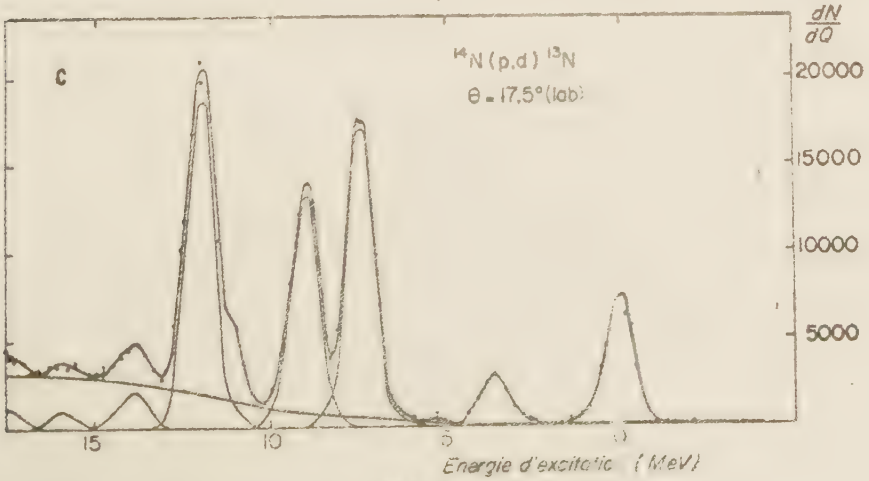

c
14N (p,d) 13N
θ = 17,5° (lab)
dN/dΩ
20000
15000
10000
5000
15
10
5
0
Energie d'excitation (MeV)

FIG.5

lorsque la séparation est possible, le spectre d'excitation en pics correspondant aux différents niveaux excités du noyau résiduel. Nous soustrayons tout d'abord le spectre uniforme de tritons par extrapolation de la région de ce spectre qui apparaît en avant du pic de deutons du niveau fondamental, puis le fond continu qui résulte de réactions plus complexes du type (p, d x). Pour définir ce fond, on connaît sa forme à grande énergie d'excitation lorsque il apparaît seul et également son extrémité par les seuils des différentes réactions possibles. On trace ce contenu à partir de ces données, de façon cohérente pour tous les angles. Quand les niveaux sont bien résolus comme dans le cas du ^{9}B et de ^{13}N, nous pouvons séparer facilement les groupes de deutons. Mais, quand ils sont trop rapprochés, il faut utiliser une méthode différente. Nous employons pour cela, le programme établi par LIETZKE à Oak-Ridge[38] et mis au point par D. BACHELIER sur la calculatrice UNIVAC 1107.

Il faut, tout d'abord, avec ce programme déterminer une forme analytique d'un pic élémentaire expérimental. Ceci s'effectue sur un ensemble de pics correspondant au niveau fondamental obtenu dans diverses réactions de pick-up. Ensuite en proposant pour le spectre étudié un certain nombre de pics possibles et leur position approximative, nous pouvons chercher avec une méthode de moindres carrés la composition la plus probable du spectre. Ceci a été utilisé dans le cas particulier des 5 premiers niveaux du noyau résiduel B^{10}. Le succès de cette méthode très rapide pour des niveaux peu écartés dépend fortement de la forme exacte du pic standard proposé, et sa rigidité ne s'adapte pas toujours avec succès aux résultats expérimentaux qui peuvent comporter certaines irrégularités, dont on ne tient pas compte.

Erreurs

Examinons maintenant les diverses erreurs pouvant intervenir :

Erreurs relatives : Il y a, en premier lieu, les erreurs provenant du déroulement de l'expérience : erreurs statistiques, variations des différents champs magnétiques, etc... Ces erreurs sont généralement faibles et surtout faciles à évaluer. Mais les erreurs les plus importantes surviennent au cours de l'exploitation des résultats expérimentaux :

a/ - On peut mal évaluer la forme du fond continu. L'erreur, dans certains cas, peut être de l'ordre de 10 %, surtout aux grands angles quand les sections efficaces de pick-up diminuent.

b/ - Dans le cas spécial de l'azote pour lequel il faut soustraire la contribution du carbone de la poudre azotée, c'est cette soustraction qui entraîne les erreurs les plus importantes. Elles peuvent atteindre 20 % sur la section efficace différentielle de certains niveaux de l'azote 13.

c/- Si le programme de décomposition par ordinateur est utilisé, il faut tenir compte d'une erreur parfois importante, celle-ci est donnée directement par la méthode.

d/ - Si l'on a effectué une séparation graphique des niveaux, l'erreur est difficile à évaluer, car elle varie d'un cas à l'autre, mais elle est généralement inférieure à 15 %

e/ - L'erreur sur l'angle d'observation des deutons est assez faible, ainsi que l'erreur sur l'ouverture angulaire de l'aimant.

f/ - Une mauvaise soustraction du fond de tritons. L'erreur est minime.

Il convient d'ajouter l'erreur en énergie sur la position des pics. Elle est consécutive à une variation légère de l'énergie des protons primaires, à une incertitude dans les étalonnages du spectromètre. Cette erreur peut atteindre 200 KeV sur l'énergie d'un niveau.

Erreurs absolues

Les erreurs absolues sont principalement dues à :

- une mauvaise estimation de l'angle d'observation
- une mauvaise connaissance de la dispersion et des propriétés de transmission de l'aimant analyseur
- un étalonnage défectueux du système de monitorage.

Nous pouvons estimer que les valeurs des sections efficaces différentielles comportent une erreur absolue de 10 à 15 %. Il est possible de vérifier ceci à chaque série d'expériences. Nous effectuons, avant, une détermination de la section efficace différentielle :

1/- De la réaction (p,d) sur une cible de carbone à 10 ou 12º . Il est possible ainsi d'évaluer les écarts qui se produisent d'une série de mesures à l'autre et d'effectuer éventuellement les corrections qui s'imposent.

2/- De la réaction (p,p') sur la même cible de carbone. On compare le résultat avec des sections efficaces connues[2].

Ce chapitre nous a permis de décrire l'exploitation des résultats bruts des réactions de pick-up simple (p,d) ; mais dans le cas de la réaction $^{12}C(p,t)^{10}$, la procédure et les incertitudes sur les résultats sont très semblables.

TABLEAU 1

SECTIONS EFFICACES DE LA REACTION $^{14}N(p,\alpha)\,^{11}C$ à 1,2 MeV en mb/sr
(Système du labo.)

	$60^{1/2}$	12°	17,5°	25°
0 Mev	1,12 ± 0,11	0,342 ± 0,023	0,258 ± 0,014	0,064 ± 0,004
3,6 MeV	0,332±0,066	0,189 ± 0,011	0,093 ± 0,006	0,037 ± 0,004
7,4 MeV	3,0 ± 0,4	1,24 ± 0,17	0,561 ± 0,094	0,242 ± 0,036
9,0 MeV	2,07 ± 0,83	0,53 ± 0,17	0,41 ± 0,11	0,104 ± 0,031
11,9 MeV	2,57 ± 0,15	1,29 ± 0,14	0,629 ± 0,069	0,234 ± 0,030
14 MeV(*)		0,342		

(*) L'incertitude sur ce niveau est très grande ; aussi, nous ne donnons qu'une valeur pour préciser l'ordre de grandeur.

TABLEAU II

SECTIONS EFFICACES DE LA REACTION ^{9}Be (p,d) ^{8}Be à 155 MeV en $mb.sr^{-1}$ (système du lab.)

	0°	1,75°	°°	10°	15°	20°	27°
0 MeV	0,556 ± 0,033	0,545 ± 0,032	0,214 ± 0,017	0,126 ± 0,008	0,027 ± 0,002	0,017 ± 0	0,017 ± 0,001
** 2,9 MeV	1,50 ± 0,09	1,64 ± 0,11	0,733 ± 0,064	0,528 ± 0,	0,18 ± 0,013	0,117 ± 0	0,017 ± 0,007
11,5 MeV	0,556 ± 0,250	0,473 ± 0,170	0,235 ± 0,096	0,230 ± 0,170	0,.32 ± 0,038	0,101 ± 0,	0,0 ± 0,017
16,8 MeV	3,75 ± 0,30	3,89 ± 0,30	2,04 ± 0,12	1,434 ± 0,072	0 621 ± 0,056	0,346 ± 0,	0,08 ± 0,009
17,6 MeV	0,914 ± 0,273	0,766 ± 0,237	0,316 ± 0,096	0,233 ± 0,047	0,092 ± 0,046	0,040 ± 0,	0,0076± 0,0003
18,9 MeV	1,71 ± 0,27	1,72 ± 0,21	1,00 ± 0,10	0,628 ± 0,075	0,328 ± 0,046	0,184 ± 0,	0,047 ± 0,008
21,6 MeV	0,309 ± 0,060	0,217 ± 0,043	0,118 ± 0,023	0,100 ± 0,03	0,036 ± 0,006	0,022 ± 0,	0,0176± 0,0035

**La section efficace différentielle du niveau à 2,9 MeV a été mesurée également à 32°. Sa valeur est alors $0,025 \pm 0,005$ $mb.sr^{-1}$.

TABLEAU III

SECTIONS EFFICACES DE LA REACTION $^{10}B(p,d)\ ^{9}B$ à 155 MeV en mb. sr^{-1} (système labo.)

	2,5°	6,5°	10,5°	15°	20°	27°
0 MeV	1,44 ± 0,06	0,99 ± 0,04	0,40 ± 0,02	0,125 ± 0,017	0,074 ± 0,004	0,043 ± 0,004
2,4 MeV	1,88 ± 0,10	1,288 ± 0,077	0,616 ± 0,043	0,223 ± 0,017	0,11 ± 0,01	0,059 ± 0,005
7,1 MeV	1,76 ± 0,21	1,22 ± 0,16	0,61 ± 0,08	0,237 ± 0,034	0,152 ± 0,016	0,083 ± 0,019
11,5 MeV	3,32 ± 0,36	2,58 ± 0,36	1,47 ± 0,21	0,72 ± 0,11	0,39 ± 0,06	0,16 ± 0,03
14,9 MeV	1,09 ± 0,23	0,91 ± 0,17	0,353 ± 0,095	0,20 ± 0,06	0,10 ± 0,04	0,022 ± 0,013

TABLEAU IV

SECTIONS EFFICACES DE LA REACTION $^{11}B(p,d)\ ^{10}B$ à 155 MeV en mb. sr^{-1} (système labo.)

	2,5°	6,5°	10,5°	15°	20°	27°
0 MeV	2,79 ± 0,17	1,94 ± 0,12	0,930 ± 0,093	0,39 ± 0,03	0,164 ± 0,020	0,088 ± 0,013
0,7 MeV	0,77 ± 0,23	0,42 ± 0,13	0,207 ± 0,083	0,117 ± 0,047	0,08 ± 0,03	0,031 ± 0,014
1,7 MeV	0,54 ± 0,21	0,25 ± 0,10	0,148 ± 0,074	0,103 ± 0,050	0,061 ± 0,033	0,039 ± 0,020
2,1 MeV	1,55 ± 0,25	1,31 ± 0,21	0,49 ± 0,10	0,162 ± 0,034	0,077 ± 0,016	0,028 ± 0,008
3,6 MeV	0,336 ± 0,054	0,25 ± 0,04	0,133 ± 0,026	0,058 ± 0,013	0,036 ± 0,008	0,0101 ± 0,0045
5,1 MeV	2,68 ± 0,16	1,8 ± 0,1	0,961 ± 0,067	0,432 ± 0,040	0,248 ± 0,040	0,111 ± 0,028
groupe 6 à 8 MeV	0,69 ± 0,41	0,49 ± 0,30	0,27 ± 0,11	0,136 ± 0,070	0,068 ± 0,042	0,034 ± 0,021
groupe 8 à 10MeV	0,206 ± 0,095	0,172 ± 0,044	0,097 ± 0,053	0,04 ± 0,05	0,02 ± 0,02	
11,4 MeV	2,02 ± 0,27	1,55 ± 0,20	0,87 ± 0,16	0,44 ± 0,10	0,250 ± 0,058	0,091 ± 0,033
14,1 MeV	0,32 ± 0,10	0,216 ± 0,071	0,173 ± 0,058	0,145 ± 0,058	0,046 ± 0,027	

TABLEAU V

SECTIONS EFFICACES DE LA REACTION $^{14}N(\alpha,\gamma)\ ^{18}O$ à 155 MeV en $\mu b.sr^{-1}$

(Système du labo.)

	6,5°	10°	15°	20°
0 MeV	52,7 ± 2,1	33,2 ± 0,6	5,9 ± 0,6	2,4 ± 0,6
3,4 MeV	73,3 ± 9,5	58,6 ± 6,4	21,3 ± 1,9	7,7 ± 1,5
5,6 MeV	41,8 ± 8,8	29,8 ± 6,5	9,4 ± 1,7	7,1 ± 1,6
7,2 MeV	6,5 ± 2,3	6,9 ± 2,4	3,2 ± 1,1	0,63 ± 0,25
10,2 MeV	34,4 ± 4,8	40,9 ± 6,5	25,1 ± 3,5	14,3 ± 2,6

CHAPITRE IV

RAPPELS THEORIQUES

A - EXPRESSION DE LA SECTION EFFICACE DIFFERENTIELLE

Pour la réaction (p,d) l'élément de matrice exact s'écrit :

$$T_{if} = \langle \Phi_d^- \left| V_{pn} + V_{pA-1} \right| \Psi_p^+ \rangle$$

Φ_d^- étant la fonction d'onde exacte décrivant le système total et Ψ_p^+ la fonction d'onde du système final, solution de l'Hamiltonien définissant la structure interne du noyau et du proton, sans interaction entre eux, ainsi que leur mouvement relatif. V_{pn} et V_{pA-1} sont les interactions du proton avec le neutron cible et du proton avec les A-1 nucléons restants. Du potentiel V_{pA-1} on utilise une première partie qui va décrire la diffusion élastique du proton dans le noyau cible avant la réaction nucléaire de pick-up et une seconde partie qui sera responsable de la diffusion inélastique, c'est-à-dire de l'excitation du coeur des A-1 nucléons. Cet effet inélastique est négligé déjà à basse énergie ; nous en ferons de même ici. On peut écrire de façon schématique l'élément de matrice précédent dans le cadre de "l'approximation de Born en ondes distordues" sous la forme :

$$T_{if} = \langle f \left| V_{pn} \right| i \rangle$$

avec $|i\rangle = \Phi^{M_i}_{I_i T_i} ; \varphi_p \, X^s_p \, \theta^t_p$

$|f\rangle = \Phi^{M_f}_{I_f T_f} ; \varphi_d \, X^s_d \, \theta^t_d$

Φ^M_{IT} = étant la fonction d'onde totale du noyau

φ_p , φ_d la fonction d'onde de diffusion élastique du proton et du deuton

X^s_p, X^s_d la fonction d'onde de spin du proton et du deuton

θ^t_p , θ^t_d la fonction d'onde d'isospin du proton et du deuton

Δ la fonction d'onde radiale du deuton.

Les calculs qui suivent sont donnés en particulier par GLENDENNING[40]. M. ROY les a développée dans son diplôme d'études supérieures[41].

Tableau des symboles utilisés :

A nombre de nucléons du noyau cible

m_p, m_d masse du proton entrant et du deuton sortant

$\bar{k}$, $\bar{K}$ quantité de mouvement du proton incident et du deuton sortant

$\bar{p} = \bar{k} - \frac{\bar{K}}{2}$ quantité de mouvement transféré au proton

$\bar{q} = \bar{K} - \bar{k} \frac{(A-1)}{A}$ quantité de mouvement du neutron capturé

$\bar{r}_n$, $\bar{r}_p$ Vecteurs repérant le proton et le neutron par rapport au centre de gravité du noyau résiduel.

$\hbar^2 \alpha^2$ énergie de liaison du deuton multipliée par la masse du nucléon

L'expression de la section efficace différentielle s'écrit avec les hypothèses précédentes :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{m_p\, m_d}{(2\pi\hbar^2)^2} \cdot \frac{K}{k} \cdot |T_{if}|^2$$

On peut faire apparaître un coefficient β_{nlj} par la relation :

$$\Phi^{(A)}_{I_i T_i} = \sum_{nljI'T'} \beta_{nlj} \left\{ \Phi^{(A-1)}_{I'T'} \cdot \varphi_{nljt} \right\}_{I_i T_i}$$

I' et T' étant les spin et isospin (avec leurs projections M' et M'_T) d'un noyau intermédiaire comprenant seulement A-1 nucléons qui, couplés au dernier nucléon (nlj), peuvent donner un noyau dont les nombres quantiques sont I et T. Ce procédé permet d'isoler les nucléons que l'on peut capturer dans la réaction.

La base peut s'écrire :

$$\left\{ \Phi^{(A-1)}_{I'T'} \cdot \varphi_{nljt} \right\}_{I\, T_i} =$$

$$\sum_{\substack{M'm_j \\ M_T, m_t}}^{M'M_{T'}} \Phi^{(A-1)}_{I'T'} \cdot \varphi^{m_j m_t}_{nljt} < I'jM'\ mj\ I_i M_i \times T'1/2M_T, 1/2 | T_i M_{Ti} >$$

On prend, comme fonction d'onde individuelle

$$\varphi^{m_j}_{nljt} = \sum_{m_l m_s} i^l < l\ 1/2\ m_l\ m_s | j\ m_j > \cdot U_{nl}(r_n) \cdot Y^{m_l}_l(\theta,\varphi)\, X^s \theta^t$$

$U_{nl}(r_n)$ étant une fonction d'onde de l'oscillateur harmonique.

En reportant dans le calcul de $T_{i\rho}$ et après sommation sur les différents nombres quantiques, on obtient :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{m_p\, m_d}{2(2\pi\hbar^2)^2}\ \frac{K}{k}\ \sum_{njlm}\ \beta^2_{njl}\left|B^m_{nl}\right|^2 \left\langle T_f 1/2\ M_{T_f} 1/2 \middle| T_i M_{T_i}\right\rangle^2$$

B^m_{nl} étant un terme qui dépend seulement de la dynamique et de la dépendance angulaire de la réaction :

$$B^m_{nl} = \frac{i^{-l}}{\sqrt{2l+1}} \int \psi^*_d(\bar{r}_d,\bar{K}) D^*(r) V_{pn}(r) \psi_p(\bar{r}_p,\bar{k}) \varphi^m_{nl}(\bar{r}_n)\, d\bar{r}_n\, d\bar{r}_p$$

Pour calculer B^m_{nl}, on peut déduire $\psi_d(\bar{r}_d, \bar{K})$ et $\psi_p(\bar{r}_p,\bar{k})$ à l'aide d'un potentiel optique décrivant la diffusion élastique du proton et du deuton. Mais ceci n'a jamais été fait rigoureusement à notre énergie. L'approximation la plus simple consiste à utiliser des ondes planes, e^{iKr_d} et e^{ikr_p} qui permettent un calcul analytique aisé de a_{nl}. Ce traitement peut se justifier par le fait que la longueur d'onde associée aux protons de 155 MeV est inférieure à la distance nucléon-nucléon du noyau. Donc, un tel proton doit avoir sa trajectoire peu perturbée par les nucléons spectateurs. Remarquons que, dans les deux cas, on a factorisation de la section efficace différentielle. Si l'on a deux distributions angulaires de deux niveaux excités par la capture de neutrons de même moment orbital l, on peut prévoir que les termes B^m_{nl} correspondant seront très voisins, quel que soit la façon dont ils ont été calculés, l'énergie d'excitation séparant les niveaux étant faible devant l'énergie du proton incident. Cette remarque n'est pas vraie à basse énergie.

CHEW et GOLDBERGER[19] ont calculé B^m_{nl} en prenant des

ondes planes et évitent, d'autre part, la difficulté qu'introduit V_{pn} grâce à l'équation de SCHRÖDINGER donnant la fonction d'onde du deuton $\Delta(r)$. On adopte pour celle-ci la fonction de HULTEN ne conservant que la contribution $^3S_1$, seule importante. Finalement, la section efficace différentielle s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim 3\pi b \frac{A(A-1)}{(A+1)^2} \frac{K}{k} (p^2+\alpha^2)^2 \left| D(\vec{p}) \right|^2 <T_f 1/2\ M_{T_f}\ 1/2 | T_i\ M_{T_i}>^2$$

$$\sum_{nlj} \beta^2_{nlj}\ N_{nlj}(q)$$

$N_{nlj}(q)$ étant la distribution de quantité de mouvement d'un nucléon (nlj), $D(p)$ la transformée de FOURIER de la fonction d'onde radiale du neuton, b le nombre d'extra-nucléons que l'on peut capturer en dehors d'un coeur fermé (He^4 ou ^{16}O) ; b s'introduit par antisymétrisation de l'élément de matrice, par ailleurs on néglige les termes d'échange.

Le facteur spectroscopique est défini par :

$$F^2_{nlj} = b <T_f\ 1/2\ M_{T_f}\ 1/2 | T_i\ M_{T_i}>^2 \quad \beta^2_{nlj}$$

et on peut écrire :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{nlj} F^2_{nlj}\ H_{nlj}$$

H_{nlj} contenant tous les autres termes, en particulier les termes cinématiques, dont la distribution de quantité de mouvement.

Pour celle-ci, nous ne distinguons pas pour un même l, les valeurs j correspondant ; de plus, dans le cas où l'on

capture seulement des neutrons p, on ne peut avoir que n = 1, car les niveaux correspondant à la capture de neutrons 2p seraient trop hauts et, dans ce cas particulier

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{l=1} = H_1 \cdot \sum_{j=1\pm\frac{1}{2}} F^2_{j=1\pm\frac{1}{2}}$$

Au cours de la discussion générale du chapitre V, nous ne nous intéresserons qu'au facteur

$$F^2 = \sum_{j=1\pm\frac{1}{2}} F^2_{j=1\pm\frac{1}{2}} .$$

F^2_{lj} contient les informations concernant la structure nucléaire du noyau initial et final. C'est donc lui qu'il convient de déterminer expérimentalement pour le comparer aux prévisions de la théorie. Une revue des calculs des facteurs spectroscopiques a été exposée par Mac FARLANE et FRENCH[46].

B - CALCUL DU FACTEUR SPECTROSCOPIQUE DANS LE CAS GENERAL D'UN MODELE A PARTICULES INDEPENDANTES AVEC MELANGE DE CONFIGURATIONS.

Dans un tel cas, il est nécessaire d'avoir, au départ, les fonctions d'onde antisymétrisées du noyau initial et du noyau final : soit pour le noyau initial :

$$\Psi^{I_i}_{T_i}(b) = \sum_{\alpha} \sum_{I'T'} C_\alpha \; \psi \left[(j.....j_{b-1}) \; I'T', jt, I_i T_i \right]$$

I' et T' étant les spin et isospin des (b-1) nucléons, qui,

couplés au dernier nucléon (j,t) vont donner la fonction totale de spin et d'isospin $\Psi_{I_i T_i}$; et de même pour le noyau résiduel :

$$\Psi^{I_f}_{T_f}(b-1) = \sum_{\beta} C_\beta \Psi_{\substack{I_f \\ T_f}} (j \ldots j_{b-1})$$

C_α , C_β constituent l'amplitude de chaque configuration, b étant le nombre de nucléons que l'on peut capturer en dehors d'un coeur inerte, qui, dans notre cas, est toujours $(1\,s1/2)^4$.

Il a été montré[41],[42] que, si l'on développe $\Psi_{I_i T_i}(b)$ sur une base orthonormée de fonctions antisymétriques par rapport à (b-1) nucléons, et, en utilisant la définition du coefficient β_{nlj} :

$$F^2_{nlj} = b \left[\langle T_f 1/2 M_{T_f} 1/2 \; T_i M_{T_i} \rangle \right]^2 \sum_{I'T'} C_\alpha C_\beta \left\{ \Psi (b-1)_{I'' T''}, I'T' \varphi_{jt} \right\} \left\{ \varphi(b) I T \right\}^2$$

le dernier terme du produit étant, par définition, le coefficient de parenté fractionnelle.

Il est visible que dans le cas où l'on a une seule configuration dans l'état final et initial, c'est-à-dire un modèle jj pur, cette relation se simplifie considérablement.

Le calcul des coefficients de parenté fractionnelle devient rapidement très lourd et, de ce fait, on ne peut traiter aisément les cas généraux. Si l'état initial est constitué de 3 nucléons en dehors d'un coeur inerte, la méthode du calcul de ces facteurs a été développée en détail par REDLICH[42] et ROY[41].

C - CALCUL DU FACTEUR SPECTROSCOPIQUE DANS LE CAS DE CONFIGURATIONS TROUS.

Le paragraphe précédent résume le calcul du facteur spectroscopique F^2_{nlj} dans le cas où la fonction d'onde du noyau est exprimée à l'aide de fonctions d'onde de particules. Mais si notre noyau se situe dans la moitié supérieure d'une couche, il est plus simple d'utiliser des configurations "trous". Le nombre de "trous" est plus restreint que le nombre de particules. Dans la pratique, ce problème correspond pour nous au cas de la réaction ^{14}N (p,d) ^{13}N. On peut décrire les fonctions d'onde des niveaux de ^{14}N et ^{13}N avec, respectivement, 2 trous 1p et 3 trous 1p dans un coeur ^{16}O. Le calcul n'est pas symétrique en trous et particules car la réaction de pick-up consiste à créer un trou ; or, dans le formalisme trou, on passe de 2 à 3 trous alors que dans le formalisme particule, on a 3 particules au départ pour obtenir seulement, dans l'état final, 2 particules en dehors du coeur. L'exemple des réactions $^{19}F(p,d)^{18}F$ et $^{14}N(p,d)^{13}N$ où il faut comparer l'état initial de ^{19}F et les états finaux de ^{13}N permet d'illustrer ceci.

G. RIPKA et B. GIRAUD, utilisant le formalisme de la seconde quantification[43], donnent une démonstration du calcul des facteurs spectroscopiques dans le cas des configurations trous. Soit un coeur fermé et la couche externe suivante qui comprend N nucléons ; on veut chercher les facteurs spectroscopiques correspondant à la réaction $X_{I_i T_i}$ (p,d) $Y_{I_f T_f}$. $X_{I_i T_i}$ peut être décrit par des configurations de (b_t-1) trous dans la couche externe ou par d'autres configurations de $b_p = N + 1 - b_t$

particules en dehors du coeur. Si on utilise le formalisme précédent, on peut calculer des coefficients β^{t}_{jl} déduits des configurations des b_t trous, mais pour établir les facteurs spectroscopiques corrects, il faut les coefficients β^{p}_{jl} correspondant effectivement aux configurations particules. On obtient ainsi la relation :

$$\beta^{2\ p}_{jl} = \beta^{2t}_{jl} \cdot \frac{2I_f+1}{2I_p+1} \cdot \frac{2T_f+1}{2T_i+1} \cdot \frac{b_t}{b_p}$$

I_f et T_f étant le spin et isospin du noyau final, alors que I_i et T_i caractérisent le noyau initial.

Nous aboutissons à la relation donnant le facteur spectroscopique calculé à partir des configurations trous

$$F^2_{nlj}(\text{particules}) = b_t \langle T_f\ 1/2\ M_{T_f}\ 1/2 |\ T_i M_{T_i} \rangle^2\ \beta^{2t}_{njl}$$

$$\times \frac{2I_f+1}{2I_i+1} \cdot \frac{2T_f+1}{2T_i+1} \cdot$$

D - CALCUL DU FACTEUR SPECTROSCOPIQUE DANS LE CAS D'UN MODELE ROTATIONNEL

Les noyaux que nous nous proposons d'étudier sont des noyaux à couches incomplètes et certains sont même très loin du début ou de la fin d'une couche. Nous savons que l'effet d'alignement de la force nucléon-nucléon, dans ce cas, entraîne une déformation que l'on peut faire apparaître en évaluant le moment quadrupolaire. Un noyau déformé possède un mouvement col-

lectif de rotation d'autant plus important que la déformation est grande. Le traitement des noyaux avec le formalisme des modèles collectifs a été surtout appliqué aux noyaux moyens et lourds. Nous essayons de l'étendre aux noyaux très légers de la couche 1p. On peut admettre l'hypothèse adiabatique, c'est-à-dire écrire qu'il n'y a pas de termes de couplage entre l'hamiltonien décrivant la rotation et l'hamiltonien décrivant les mouvements des nucléons. Plusieurs simplifications sont nécessaires. La première consiste à considérer un coeur inerte pair-pair rassemblant tous les nucléons sauf le dernier proton et neutron célibataires.

A la suite de ces deux dernières hypothèses, la fonction d'onde du noyau sera le produit d'une fonction D décrivant la rotation du noyau par une fonction X décrivant le mouvement individuel du ou des extra-nucléons dans le noyau. Pour simplifier encore plus, nous admettons les deux hypothèses habituelles :

1) le coeur possède un axe de révolution OZ'

2) le coeur est symétrique par rapport au plan x'Oy'

Si I et j_e sont respectivement les spins totaux du noyau et des extra-nucléons et K et Ω leur projection sur l'axe Oz', ces symétries expriment que K et Ω sont de bons nombres quantiques.

Pour décrire les états de particules dans un puits sphéroïdal, nous prenons les fonctions d'onde de NILSSON. La fonction d'onde du noyau peut s'écrire :

$$\Psi^{M}_{IK} = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \left[X_{\Omega} \; D^{I}_{M,K}(\Theta) + (-1)^{I-j_e} \; X_{-\Omega} \; D^{I}_{M,-K}(\Theta) \right]$$

M étant la projection de I sur l'axe de quantification.

$X_{\pm\Omega}$ sont des fonctions antisymétrisées des extra-nucléons.

Si l'on donne les indices i et f au noyau initial et final, j et Ω étant le nombre quantique de l'extra nucléon capturé, on a les règles de sélection :

$$\overline{I}_i = \overline{I}_f + \overline{j} \qquad \text{et} \qquad K_i = |K_f \pm \Omega|$$

SATCHLER[44] a calculé les facteurs spectroscopiques dans le cadre de ce modèle simple. Il utilise pour décrire les états du noyau initial et du noyau final les fonctions d'onde précédentes et, à partir de la définition de β_{nlj}, aboutit au résultat suivant :

$$F^2_{nlj} = \rho^2 \, c^2_{j\Omega} \, \langle I_i K_i j - \Omega | I_f K_f \rangle^2 \, \langle T_f \tfrac{1}{2} M_{Tf} \tfrac{1}{2} | T_i M_{T_i} \rangle^2$$

$\rho^2 = 1$ si K_i ou K_f ne sont pas nuls, $C_{j\Omega}$ étant les coefficients exprimant la projection d'une fonction de NILSSON sur une base de fonctions du modèle en couche j-j.

Avec les hypothèses faites au départ, on a négligé le terme de CORIOLIS (RPC) de l'Hamiltonien qui décrit le noyau déformé[45]. L'effet du "R.P.C." est sensible pour les bandes voisines K et $K \pm 1$. Dans ce cas, le nombre K n'est plus un bon nombre quantique et la fonction d'onde du noyau est $\psi^M_I = \sum_K A_K \psi^M_{IK}$

Le cas échéant, le noyau initial et le noyau final peuvent être décrits par des fonctions d'onde de ce type et il est nécessaire d'en tenir compte dans le calcul de la section efficace.

E - DISTORSIONS

Nous avons estimé, dans les calculs précédents, que

les fonctions d'onde du proton entrant et du deuton sortant peuvent être des ondes planes : c'est-à-dire que le proton interagit avec un neutron et ignore le reste du noyau. Ceci représente une approximation très importante. L'examen des distributions angulaires montre qu'il faudrait tenir compte de l'effet global du noyau dans les voies d'entrée et de sortie : c'est cet effet que nous rendons en partie responsable de l'écart entre les résultats théoriques et les résultats expérimentaux. Il serait donc nécessaire d'utiliser des ondes distordues par un potentiel optique dans la voie d'entrée et de sortie, toujours avec l'approximation de BORN. A l'heure actuelle, nous ne disposons pas d'un tel programme de calculs. Mais on peut valablement s'interroger sur les possibilités actuelles du DWBA à notre énergie.

Tout d'abord, on ne connaît pas, pour tous les noyaux de la couche 1p les potentiels optiques du proton et du deuton de moyenne énergie et il faudrait disposer de nombreux résultats numériques ; d'autre part, un tel calcul fournit de nombreux groupes de résultats et il est souvent difficile de choisir entre, ce qui laisse un doute sur les résultats obtenus ainsi. L'incertitude qui en découle sur les facteurs spectroscopiques est regrettable car il serait très intéressant de comparer ces derniers pour des énergies très différentes, mais avec un traitement homogène.

Nous avons partiellement évité les difficultés provenant des distorsions car, à notre énergie, le terme dépendant de l'angle varie peu d'un niveau à l'autre et l'on peut donner une valeur moyenne assez précise grâce à la normalisation des facteurs spectroscopiques. Mais les distorsions apparaissent très nettement dans les distributions angulaires. Les sections

efficaces expérimentales sont de 10 à 30 fois plus faibles que celles calculées en ondes planes On observe d'autre part un minimum vers 15-20 degrés et un deuxième vers 40 degrés. C. DETRAZ a montré que ces minima correspondent auxminima des distributions angulaires calculées par BUTLER. On peut donc estimer grossièrement que nos distributions angulaires seraient, en quelque sorte, la superposition d'une distribution type BUTLER par une distribution du type CHEW et GOLDBERGER. Il faut souligner que même les réactions de stripping à 40 MeV peuvent s'interpréter avec le formalisme de BUTLER. L'hypothèse du rayon de coupure qui représente une absorption totale semble donc valable de 1 à 40 MeV, alors que le libre parcours moyen dans le noyau varie dans cette gamme. Si l'on se place à basse énergie, pour laquelle on peut, expérimentalement, distinguer un important 2ème maximum, le traitement D.W.B.A. a l'avantage d'expliquer ce maximum alors que le traitement de BUTLER est insuffisant. Donc, on peut supposer que si l'énergie augmente, ce 2ème maximum augmentera jusqu'à ce que le minimum disparaisse presque entièrement.

P. BENIOFF, reprenant les idées de Mac CARTHY et al[21] sur la localisation des réactions particulièrement dans la zone équatoriale, a pu ainsi expliquer l'apparition des grandes quantités de mouvement par la réaction de pick-up, sans mettre en cause les modèles en couche pour le C^{12} en montrant que l'on ne peut atteindre directement par des réactions de transfert les distributions de quantité de mouvement.

Actuellement, des calculs sont en cours pour comparer les effets des distorsions, tels que nous pouvons les mesurer expérimentalement avec les résultats théoriques de BENIOFF.

C H A P I T R E V

DISCUSSION GENERALE

A/- $^{14}N(p,d)\,^{13}N$

Le spectre des niveaux de l'azote 13 présente 5 pics importants aux énergies de 0 - 3,5 - 7,4 - 9,0 - 11,9 MeV. On distingue également deux niveaux très faiblement excités à 10,6 MeV et à 14 MeV (Fig. 6 A). Nous pensons que le niveau à 10,6 MeV est dû à une impureté (oxygène). La figure 6 B présente les distributions angulaires de ces niveaux, sauf celle du 14 MeV qui est trop faible pour qu'on puisse l'étudier. Ces distributions ont une ressemblance de forme qui montre bien que l'on a capturé dans chaque cas un nucléon de même moment orbital ℓ. La comparaison avec une distribution obtenue dans la même réaction sur ^{12}C ou ^{16}O permet de préciser que le moment orbital est $l = 1$. Si des configurations supérieures interviennent, leur intensité est faible. Du fait des parités, les niveaux que nous observons doivent correspondre aux niveaux connus à 3,51 MeV $(\frac{3}{2}-)$ - 7,42 MeV $(\frac{5}{2}-)$ - 8,90 MeV $(\frac{1}{2}-)$ et à un des niveaux de 11,64 , 11,85 et 12,08 MeV dont les parités et les spins sont inconnus expérimentalement (Fig. 7). Les conclusions qui vont suivre montrent que l'on n'a excité qu'un seul de ces trois niveaux. L'identification du niveau $\frac{5}{2}-$ est récente et a été faite par BARKER et coll. Une justification théorique en a été fournie simultanément[50] à l'aide d'un modèle à couplage intermédiaire. Il montre également que le niveau de 7,18 MeV est de parité positive.

Comparaison avec d'autres expériences

Avec la réaction (p,2p) sur ^{14}N, H. TYREN et col[51] obtiennent avec des protons de 460 MeV, les niveaux du ^{13}C analogues des nôtres à l'exception du 8,9 MeV. Mais la mauvaise résolution et la faiblesse de la section efficace limite certainement la séparation des niveaux analogues de 7,42 et 8,9 MeV dans cette réaction. TYREN voit également un niveau à 35 MeV qui doit correspondre à la capture d'un proton de la couche 1 s. Dans la réaction de pick-up, nous n'avons jamais pu extraire un neutron ls , sauf dans le cas des lithium.

Il serait intéressant de comparer nos résultats à ceux obtenus avec la même réaction, mais à énergie différente. Malheureusement, cette réaction n'a été que rarement étudiée, peut-être à cause de la difficulté d'obtenir une cible d'azote. BENNETT[52] a vu les trois premiers niveaux de l'azote 13 à 0 - 2,36 - 3,51 MeV avec des protons de 18,5 MeV. Le niveau à 2,36 MeV, de même que celui à 3,56 MeV, ont été expliqués comme résultant du couplage d'un proton $2s_{1/2}$ et $1d_{5/2}$ avec un coeur de ^{12}C. De telles configurations (2s, 1d) existent dans ^{14}N. TRUE les estime à environ 6 %[53]. Le calcul du terme angulaire H_{nlj} (chapitre IV) montre qu'à basse énergie les configurations (2s) apparaissent, en valeur relative, beaucoup plus qu'à 155 MeV. BENNETT, analysant ses distributions angulaires avec la théorie de BUTLER, peut les interpréter également, dans le cas des niveaux qui nous intéressent, comme des distributions spécifiquement lp. LEGG[54] a étudié la même réaction sur ^{14}C et obtient des niveaux analogues qu'il interprète comme BENNETT. La réaction ^{14}N ($^{3}He, \alpha$)^{13}N réalisée à une énergie de 28,5 MeV a permis de voir les mêmes niveaux que le pick-up (pd), sauf le niveau à 8,90 MeV qui est caché par le pic élastique[55]. L'interprétation

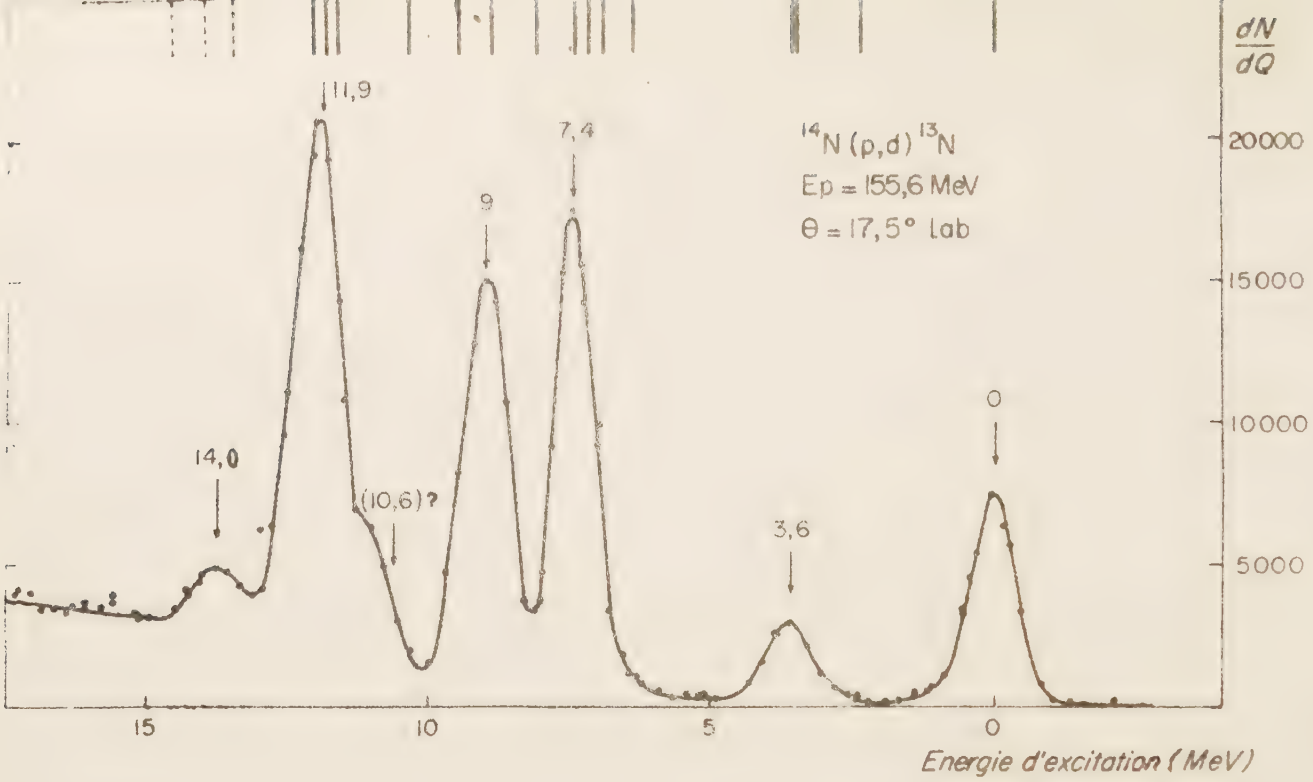


FIG.6A.Spectre d'excitation du noyau ^{I3}N dans la reaction $^{I4}N(p,d)^{I3}N$ pour un angle d'émission de I7,5° (lab.)

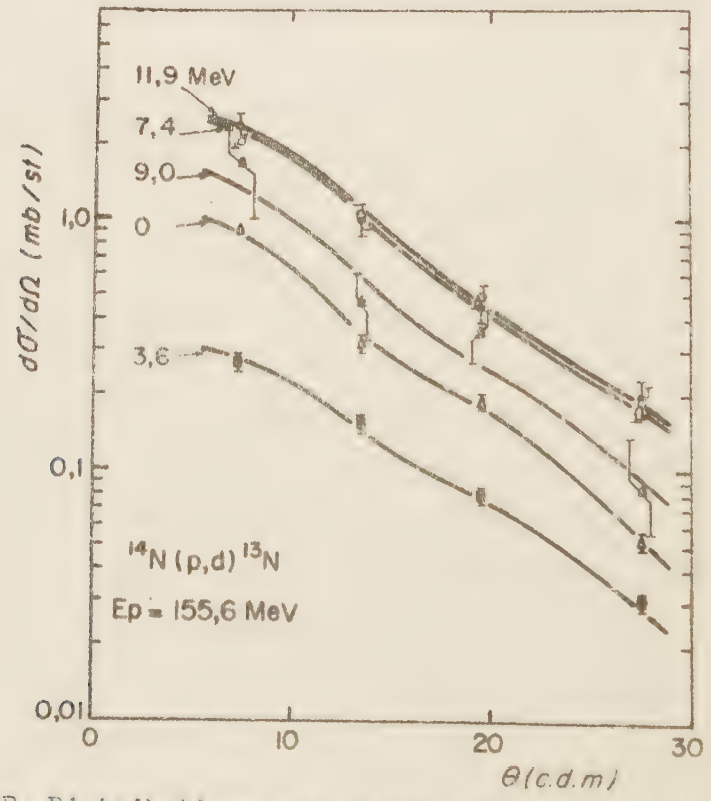
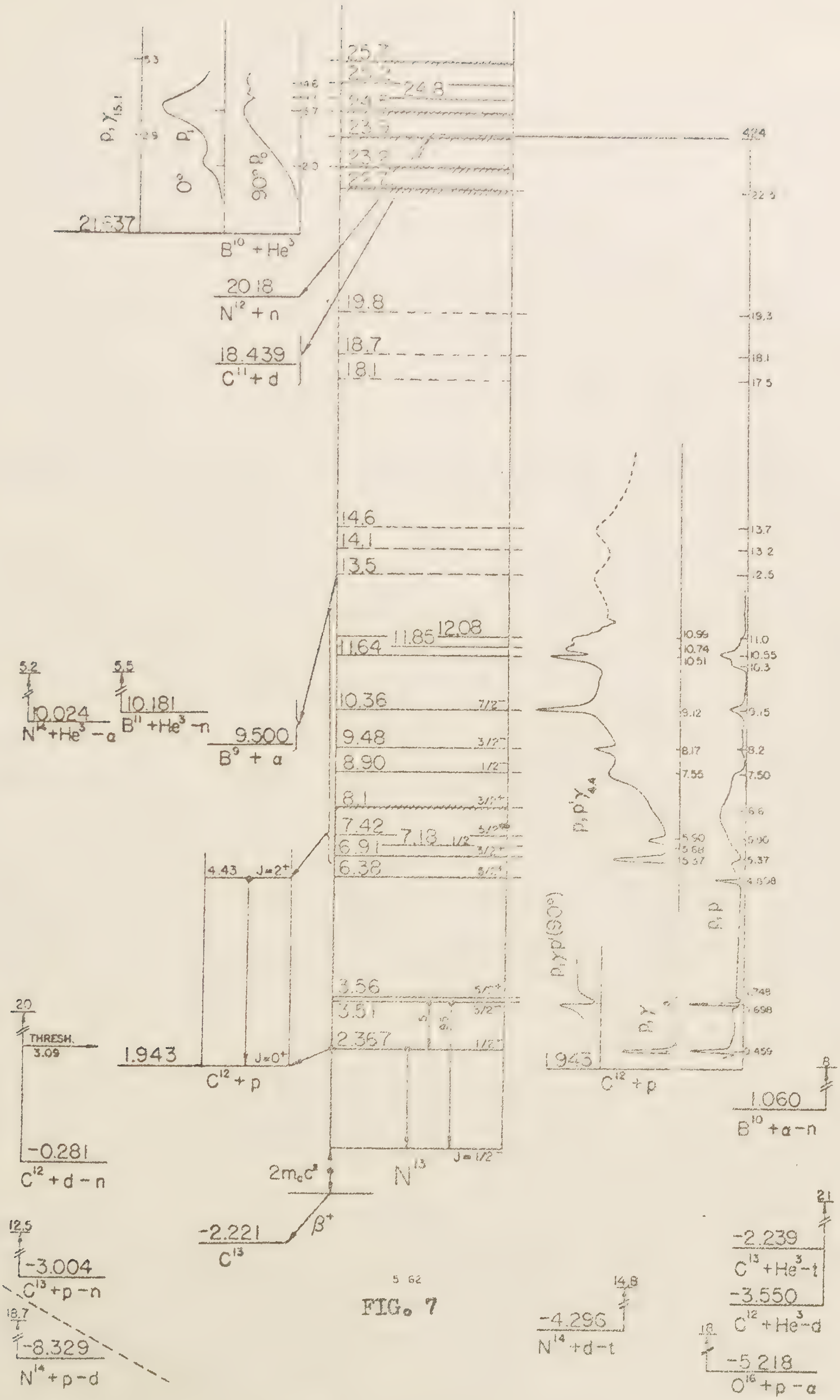


FIG.6B. Distributions angulaires des deutons émis: Sections efficaces différentielles (centre de masse) d'éxcitation des niveaux du noyau ^{I3}N


25.7
25.2
24.8
23.9
23.2
22.7
21.637
$B^{10} + He^3$
20.18
$N^{12} + n$
19.8
18.439
$C^{11} + d$
18.7
18.1
14.6
14.1
13.5
12.08
11.85
11.64
10.36
9.48
8.90
8.1
7.42
7.18
6.91
6.38
3.56
3.51
2.367
10.024
$N^{14} + He^3 - \alpha$
10.181
$B^{11} + He^3 - n$
9.500
$B^9 + \alpha$
4.43
J=2+
1.943
$C^{12} + p$
J=0+
THRESH.
3.09
-0.281
$C^{12} + d - n$
$2m_0c^2$
N^{13}
J=1/2
-2.221
C^{13}
β^+
-3.004
$C^{13} + p - n$
-8.329
$N^{14} + p - d$
-4.296
$N^{14} + d - t$
1.060
$B^{10} + \alpha - n$
-2.239
$C^{13} + He^3 - t$
-3.550
$C^{12} + He^3 - d$
-5.218
$O^{16} + p - \alpha$
1.943
$C^{12} + p$
$p, \gamma_{15.1}$
0°
90°
$p, p'\gamma_{4.4}$
$p, \gamma p'(90^\circ)$
p, p
p, γ

5 62

FIG. 7

de cette expérience a été faite sur la base d'un échange d'agrégats ^{3}He et ^{4}He. Une expérience plus comparable à la nôtre est celle réalisée à BERCKELEY avec des protons de 32,5 MeV. Les auteurs[56] obtiennent dans la réaction $^{14}N(p,d)^{13}N$ les mêmes niveaux de ^{13}N avec des intensités relatives qui semblent assez proches des nôtres ; ils observent très faiblement les niveaux à 2,36 et 6,38 MeV. Il sera instructif de comparer les facteurs spectroscopiques obtenus à cette énergie

Extraction des facteurs spectroscopiques expérimentaux

Au chapitre IV, nous avons exposé comment pouvait être calculé le terme $H_{n}lj$ en utilisant des ondes planes pour décrire les trajectoires du proton et du deuton dans le noyau. On peut ainsi, en négligeant les distorsions, calculer le facteur spectroscopique $\frac{d\sigma}{d\Omega}/H_{n}lj$; ceci est possible dans le cas particulier qui nous intéresse ici où n et l sont égaux à 1 et en estimant que H_{l} ne dépend pas de j. Les facteurs spectroscopiques ont, pour l'ensemble des niveaux, une somme constante que l'on peut calculer sachant que les coefficients de parenté fractionnelle ont une norme 1. Pour un angle d'observation donné, un coefficient de distorsion α peut être défini pour l'ensemble des niveaux par :

$$\alpha = \frac{\sum_{\text{niveaux}} \Sigma_j F^2_j}{\sum_{\text{niveaux}} \frac{d\sigma}{d\Omega}/H_l} \qquad \text{pour } l = 1 \text{ et } j = 1 \pm \tfrac{1}{2}$$

En opérant ainsi, nous estimons que les distorsions sont les mêmes à un angle donné pour la capture d'un neutron de même moment orbital l, quelle que soit l'énergie du niveau final. A partir de ce coefficient α, on peut calculer $\sum_j F^2_{j(l=1)}$

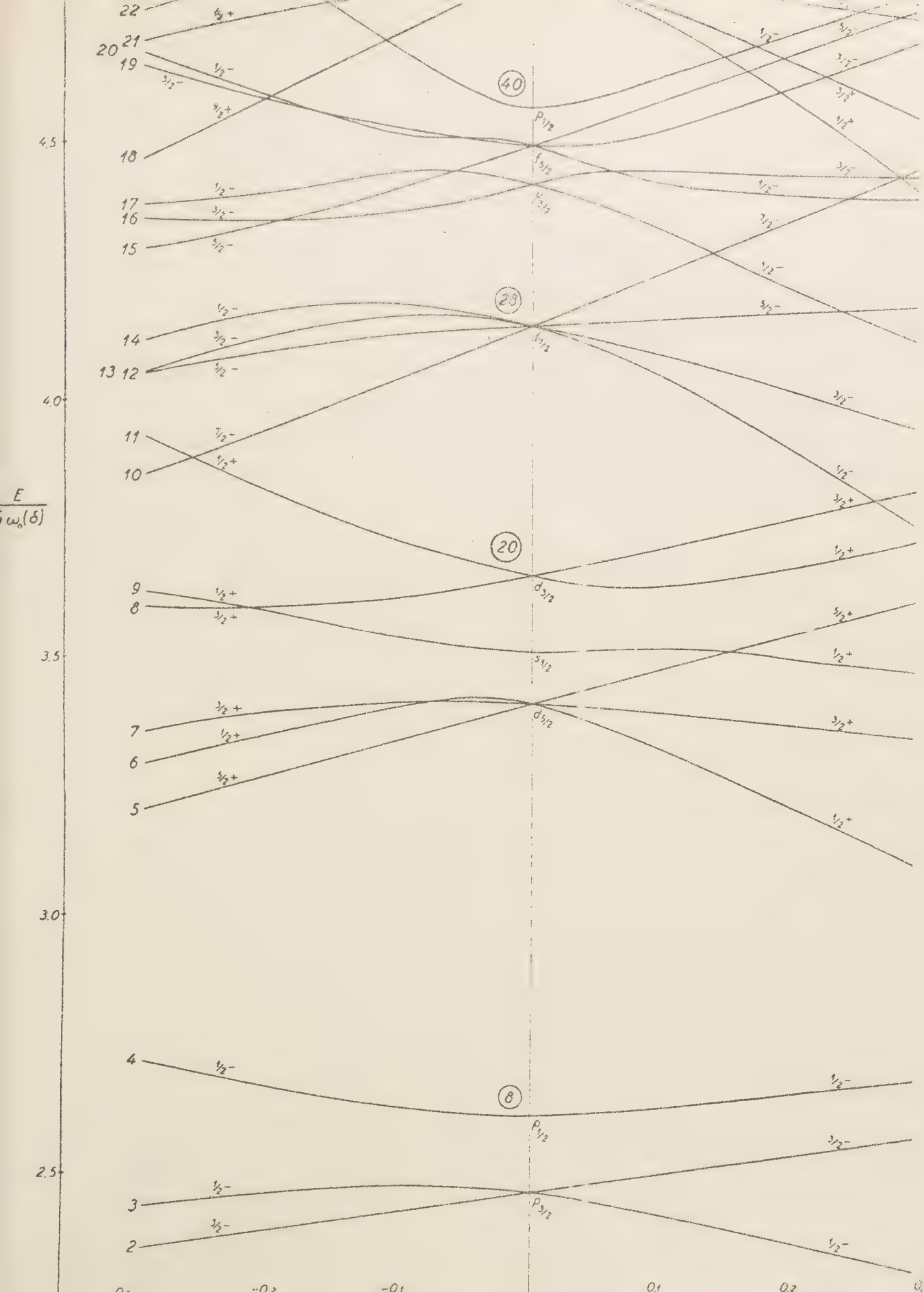
pour chaque angle étudié et, en faisant une moyenne sur plusieurs angles, obtenir le facteur spectroscopique expérimental correspondant à chaque niveau. Pour tous les noyaux qui seront étudiés, nous avons déterminé les facteurs spectroscopiques par cette procédure.

Dans le cas de l'azote, les coefficients de distorsion α ont les valeurs 26, 33, 19, 5 aux angles 6,5º - 12º - 17,5º et 25º. BENIOFF a relié ce coefficient α à la localisation de la réaction dans le noyau et a montré qu'il dépendait de l'impulsion du neutron capturé. Cette impulsion est q = 0,94 - 1,10 - 1,30 - 1,61 F^{-1} aux angles précédents pour obtenir le niveau à 7,42 MeV de ^{13}N. Pour un angle θ = 17,5º, l'impulsion du neutron varie de 1,38 à 1,23 F^{-1} selon l'énergie du niveau excité. Ces remarques peuvent expliquer les variations des facteurs spectroscopiques, d'où la nécessité de définir une valeur moyenne. Avec cette façon de procéder, on peut estimer l'incertitude sur les facteurs spectroscopiques de l'ordre de 20 %.

Analyse des résultats expérimentaux à l'aide des différents modèles nucléaires.

1/- Déformation de ^{13}N, Modèle rotationnel.

Il est intéressant de constater que les trois premiers niveaux que nous obtenons présentent une séquence de moments totaux $I = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}$. Il est donc plausible qu'apparaisse une bande de rotation $K = \frac{1}{2}$. Si l'azote 14 est décrit sur le schéma de NILSSON par la configuration $(1)^4 \ (2)^4 \ (3)^4 \ (4)^2$, en capturant un neutron de la couche (4) $\Omega = \frac{1}{2}$, nous obtenons bien une bande $K = \frac{1}{2}$ avec $I = \frac{1}{2} - \frac{3}{2} - \frac{5}{2}$. Dans ce cas particulier, il faut faire intervenir la force de Coriolis et la séquence des énergies des niveaux sera de la forme :


E / ħω₀(δ)
4.5
4.0
3.5
3.0
2.5
40
28
20
8
22
21
20
19
18
17
16
15
14
13
12
11
10
9
8
7
6
5
4
3
2
p1/2
f5/2
p3/2
f7/2
d5/2
s1/2
d3/2
p1/2
p3/2
1/2−
3/2−
5/2−
7/2−
1/2+
3/2+
5/2+
0.2
0.3

$$E_I = \frac{\hbar^2}{2J}\left[I(I+1) + a(-1)^{I+\frac{1}{2}} (I+\frac{1}{2}) - \frac{1}{2}\right] + \epsilon_{1/2}$$

J étant le moment d'inertie, a le coefficient de découplage et $\epsilon_{1/2}$ l'énergie de l'extra-nucléon. Nous pouvons calculer les deux paramètres a et $\hbar^2/2J$ à partir des valeurs des énergies des trois premiers niveaux : a = + 0,19 et $\hbar^2/2J$ = 0,98 MeV, résultat qui concorde bien avec les moments d'inertie des noyaux voisins $\hbar^2/2J$ = 0,74 et 0,85 MeV pour, respectivement, ^{12}C et ^{11}B. On attend donc un niveau I = 7/2 à environ 16 MeV.

Remarquons que l'on retrouve presque les mêmes paramètres que CLEGG $\hbar^2/2J$ = 0,96 MeV et a = 0,25, alors que celui-ci ignorait le niveau 5/2 [15]. On peut, à partir du coefficient de découplage a, calculer la déformation à l'aide des tables de NILSON, ce qui donne : $\eta = -3,5$. CLEGG prend $\eta = -3$.

L'explication des autres niveaux est encore plus délicate en appliquant ce modèle. En capturant un neutron de la couche (2), on aurait une autre bande 1/2 dont le fondamental serait le niveau de 6,90 MeV. Si ceci était justifié, on pourrait en déduire l'écart entre les couches (14) et (2) compte tenu de l'énergie de pairage du nucléon 3/2. Cette possibilité de faire apparaître des niveaux de rotation doit seulement servir à remarquer que ^{13}N est sans doute assez déformé pour ne pas être traité exactement comme un noyau sphérique. Une justification plus complète de ce modèle nécessiterait le calcul des moments magnétique, quadrupolaire, etc... VOLKOV[57], en calculant les déformations des noyaux de la couche 1p montre :

1)- que ^{14}N est un noyau sphérique

2)- que ^{13}N est un noyau légèrement en "galette" avec une déformation conciliable avec celle que nous avons trouvée dans son état fondamental.

Nous avons calculé les facteurs spectroscopiques des trois premiers niveaux avec ce modèle rotationnel en adoptant la même déformation pour ^{14}N et ^{13}N. Le tableau suivant montre la comparaison des résultats expérimentaux et théoriques. Elle est franchement mauvaise. Ceci s'explique en particulier par le fait que le modèle est trop simple, que ^{14}N doit être pratiquement sphérique (voir paragraphes suivants).

E_{ex} (MeV)	I	Fact. Spect. relatifs Modèle rotationnel	Fact.Spect. relatifs expérimentaux
0	1/2 -	1	1
3,6	3/2 -	1,57	0,37
7,4	5/2 -	0,72	2,11

II/- Description de ^{14}N et ^{13}N par un modèle en couches comportant des mélanges de configurations

G. RIPKA et B. GIRAUD[58] ont calculé les fonctions d'onde de l'état fondamental de ^{14}N et de ^{13}N pour les niveaux

de parité négative. Ils ont considéré respectivement les configurations à 2 ou 3 trous dans l'oxygène 16 pris comme référence. Ces trous sont situés dans un potentiel sphérique avec des interactions résiduelles à deux corps qui sont représentées par une force centrale dont les paramètres sont calculés en ajustant les énergies du fondamental de ^{14}N et de certains niveaux de ^{18}O et ^{18}F. Les auteurs ont limité leurs calculs aux configurations 1p. L'accord moyen sur les énergies des niveaux de ^{13}N peut s'expliquer par le fait que la force nucléon-nucléon utilisée a été pratiquement définie pour le noyau de masse 18. Le niveau connu à 7,42 MeV est calculé à une énergie de 5,72 MeV. Presque tous les calculs théoriques rendent compte incorrectement de ce niveau. Seuls COHEN et KURATH, en calculant les interactions effectives, peuvent bien le situer. On peut penser que ceci provient de ce que leur force nucléon-nucléon implicite est complète et comporte un terme tensoriel. Ceci est à rapprocher avec le fait que la transition β du ^{14}C a été expliquée également par l'adjonction d'une force tensorielle dans l'interaction nucléon-nucléon[59]. Un effet similaire peut être obtenu par l'introduction de configurations plus élevées.

III/- Comparaisons des facteurs spectroscopiques théoriques et expérimentales

a/- Fonctions d'onde de J. KIPKA et B. GIRAUD

A partir des fonctions d'onde définies au paragraphe précédent, nous avons calculé les facteurs spectroscopiques théoriques selon la méthode décrite au chapitre IV (configurations trous). Le moment orbital capturé est uniquement $l = 1$ et le facteur spectroscopique total comprend une somme incohérente sur j mais également une somme cohérente sur toutes les

configurations, sensible à l'amplitude de celles-ci. Il faut noter que, pratiquement, pour un niveau donné, la somme incohérente sur j se réduit à un seul terme $\beta^2 j$ et que très souvent, pour les niveaux importants, une seule configuration joue un rôle prépondérant. Ceci provient de ce que ^{14}N est bien décrit par un modèle j j et que les niveaux de ^{13}N ont une fonction d'onde généralement assez pure. Ce doit être lié à l'importance de l'interaction spin-orbite. Si on détermine le barycentre grossier des niveaux excités de ^{13}N, on constate qu'il se situe vers 8 MeV proche de l'écart ΔE_p qui est de 6 MeV environ. Ce sont les interactions résiduelles qui séparent les niveaux obtenus par capture d'un nucléon P3/2 de ^{14}N. On vérifie au passage que l'on trouve bien que $\sum_{E_x} \beta^2 3/2 = 4 \sum_{E_x} \beta^2 1/2$, c'est-à-dire qu'un modèle en couches j j s'applique bien à l'azote 14 fondamental. Les calculs prévoient 9 niveaux, mais 6 sont vus expérimentalement. L'accord sur les trois premiers est excellent (Tableau 1). Pour les états très excités suivants, il est très raisonnable de faire correspondre les deux niveaux expérimentaux à 9,9 et 11,9 MeV avec les 3 niveaux théoriques à 9,98 - 10,00 et 10,15 MeV. On peut supposer, soit que les 2 niveaux $I\pi = 1/2-$ sont confondus, ce qui semble peu probable, d'autant plus que KIPKA et GIRAUD ont fait le même calcul avec une force de ROSENFELD qui écarte les deux niveaux élevés de spin $I = 1/2$; soit que le niveau à 11,9 est double et qu'il correspond à un niveau 1/2 et à un niveau 3/2 , très proches. Mais CHENY et PEHL pour la même réaction avec une résolution d'environ 200 KeV, semblent observer également le niveau connu à 11,85 MeV mais aucun autre niveau voisin alors que le facteur spectroscopique théorique est, bien sûr, le même.

TABLEAU 1

ENERGIE DES NIVEAUX OBSERVES DANS LA REACTION $^{14}N(p,d)^{13}N$.

Facteurs spectroscopiques expérimentaux (c). Comparaison avec les résultats théoriques de KURATH, de GIRAUD et de RIPKA .

Energie exp. (MeV)	Energie et I π connus (b)		$\bar{F}^2$ exp. (a)	F^2 théor. j.j	F^2 théor. (KURATH)	Energie et I π calculés (KURATH)		F^2 théor. (RIPKA)	Energie et I π calculés (RIPKA)	
0	0	1/2 -	0,76	1,00	0,690	0	1/2 -	0,823	0	1/2 -
3,6 ± 0,1	3,51	3/2 -	0,29		0,165	3,50	3/2 -	0,287	3,45	3/2 -
7,4 ± 0,1	7,42	5/2 -	1,62	2,00	1,860	7,30	5/2 -	1,775	5,72	5/2 -
								0,907	9,98	3/2 -
9,0 ± 0,2	8,90	1/2 -	0,89	0,67	0,670	8,80	1/2 -	0,337	10,00	1/2 -
	11,64							0,491	10,35	1/2 -
11,9 ± 0,2	11,85		1,34	1,33	1,155	10,4	3/2 -	0,130	12,88	3/2 -
	12,08									
	13,5									
14 ± 0,3	14,1		0,12					0,211	14,07	5/2 -
	14,6									
								0,055	15,59	1/2 -

a) Le paramètre de l'oscillateur harmonique utilisé est $\nu = 0,607\ F^{-1}$.

b) Nous ne représentons dans cette colonne que les niveaux connus pouvant correspondre aux niveaux expérimentaux. Seuls les états de ^{13}N d'isospin $T = 1/2$ peuvent être atteints.

c) Nous définissons F^2 par $F^2 = \sum_{j=l\pm\frac{1}{2}} b\ (T_f, 1/2, M_{T_f}, 1/2 \mid T_i, M_{T_i})^2\ \beta^2_{j=l\pm\frac{1}{2}}$

De toute façon, il y a une inversion des niveaux 3/2 et 1/2, ce qui signifie que l'accord est meilleur pour les fonctions d'onde que pour les énergies. Avec une force de ROSENFELD, les fonctions d'ondes de ^{13}N changent assez peu, sauf celles des deux niveaux 1/2 : au plus bas de ceux-ci correspond un facteur spectroscopique plus intense d'environ 15 % alors que l'autre a un facteur spectroscopique réduit d'autant.

b/- Fonctions d'onde de S. COHEN et D. KURATH

Les fonctions d'onde des noyaux de la couche 1p pour leurs états fondamentaux et excités ont récemment été obtenues par COHEN et KURATH[17] à l'aide du calcul des interactions effectives. Les auteurs font les hypothèses suivantes :

-1- Utilisation d'un modèle en couches avec un potentiel central

-2- Les interactions entre nucléons sont uniquement des interactions à deux corps

-3- On limite l'espace de configurations à la couche 1p.

Les paramètres à déterminer sont les éléments de matrice du type $\langle j_1, j_2\ I|\ V_{12}\ |j_1', j_2', I' \rangle$ ainsi que les deux énergies de particules d'un nucléon 1p1/2 ou 1p3/2. On ajuste ces paramètres de façon à obtenir des niveaux d'énergie bien connus dont la nature lp est certaine. En dehors des trois hypothèses faites au départ, c'est cette sélection d'environ 40 niveaux de référence qui est importante. Précisons enfin que, à partir des valeurs phénoménologiques de ces éléments de matrice, COHEN et KURATH essayent de déduire un potentiel nucléaire ; celui de HAMADA et JOHNSTON semble le plus appro-

prié ; d'autre part, la transition β du ^{14}C est mieux expliquée dans ce modèle que par un modèle à couplage intermédiaire.

Le tableau I permet la comparaison des facteurs spectroscopiques expérimentaux et théoriques. L'accord sur les énergies des niveaux est très satisfaisant, celui sur les facteurs spectroscopiques un peu moins peut-être, mais il confirme pleinement nos attributions de spin et parité. De plus, à partir de ces résultats, on peut conclure que le niveau expérimental que nous trouvons à 11,9 MeV doit être celui prévu à 10,4 MeV par KURATH avec les caractéristiques $I^{\pi} = 3/2^-$ et le niveau à 9,98 MeV de RIPKA doit au moins partiellement lui correspondre. De même, au niveau expérimental de 9,0 MeV correspond le niveau à 8,80 MeV de KURATH et sans doute un des niveaux de RIPKA à 10,00 et 10,35 MeV. On peut penser qu'avec une force mieux ajustée les deux doublets $3/2^-$ et $1/2^-$ se réduiraient pratiquement aux deux niveaux observés.

La dernière colonne du tableau permet de compléter ce que nous disions au paragraphe précédent : nous y avons représenté les facteurs spectroscopiques correspondant à un modèle en couches j j et nous pouvons voir que ce modèle ne donne pas des résultats très éloignés des résultats expérimentaux si ce n'est que le niveau à 3,6 MeV disparaît, les autres niveaux gardant approximativement la même importance ; donc, c'est ce deuxième niveau qui visualise ici, en quelque sorte, l'écart entre la structure réelle et le modèle limite j j et , effectivement, cet écart est petit.

B/- $^{9}Be(p,d)\ ^{8}Be$

La figure 8 A représente le spectre des niveaux excités dans cette réaction. Deux groupes apparaissent :

a/- les niveaux de 0 - 2,9 - 11,5 MeV qui correspondent aux trois premiers niveaux bien connus du ^{8}Be dont les nombres quantiques $I\ \pi\ T$ sont $0 + 0$, $2 + 0$, $4 + 0$.

b/- des niveaux à des énergies de $16,8 \pm 0,2$ - $18,9 \pm 0,3$ - $17,6 \pm 0,4$ et $21,5 \pm 0,3$ MeV, les deux premiers très excités.

Les distributions angulaires sont représentées sur la figure 8 B. Nous voyons qu'elles sont semblables, sauf celle correspondant au niveau de 11,5 MeV. La distribution du niveau fondamental se distingue malgré tout aux angles supérieurs à 12º par une pente plus grande. On peut cependant conclure que les neutrons capturés, pour atteindre ces niveaux, se situent tous dans la couche 1p à l'exception du niveau $I\ \pi = 4 +$. Les nombres quantiques du fondamental du ^{9}Be sont $I^{\pi}\ T = 3/2 - 1/2$; donc en arrachant un neutron 1p, les états du ^{8}Be qui peuvent être atteints sont caractérisés par un moment total I compris entre 0 et 3, une parité positive et un isospin 0 ou I (Fig. 9). SHORT et HINTZ dans la même réaction avec des protons de 40 MeV obtiennent aussi les cinq premiers niveaux que nous observons et par une analyse du type BUTLER confirment l'attribution $l = I$ [70]. Le niveau expérimental de 21,5 MeV a une largeur propre de l'ordre de 1 MeV ce qui semble indiquer qu'il doit correspondre au niveau connu à 21,5 MeV , pour lequel on a avancé $I\ \pi = 3 +$, alors que le niveau de 21,6 MeV est beaucoup plus large et semble être $I\ \pi = 1 -$; quant au niveau à

17,6 MeV, il correspond sans doute au niveau connu à 17,64 MeV ($I\pi T = 1 + 1$), niveau également obtenu à basse énergie par SHORT. Ce doit être l'analogue du premier niveau excité du ^{8}Be et du ^{8}Li, il a donc un isospin T = I. Le niveau à 18,9 MeV a la même distribution typiquement l = I ; il ne peut donc correspondre au niveau de 18,90 MeV ($I\pi = 2 -$) qui a d'autre part une largeur propre importante. C'est sans doute un des niveaux à 19,05 ou 19,22 MeV pour lesquels on a proposé le spin 3 et qui aurait donc une parité positive.

Il est difficile d'expliquer pourquoi les niveaux à 2,9 MeV et 0 MeV ont une distribution dissemblable. Quelque soit le modèle utilisé, ces deux niveaux semblent avoir une origine identique ; ainsi avec un modèle à couplage intermédiaire, pour l'obtenir, on capture des neutrons principalement p3/2 ; l'écart ne peut donc s'expliquer par la dépendance en j de la section efficace différentielle. D'autre part, les impulsions de ces neutrons sont très semblables et il est difficile d'admettre que les distortions soient différentes. Par ailleurs SHORT ne semble pas voir un tel effet dans son expérience à basse énergie.

- Niveau de 11,5 MeV

Le niveau de 11,5 MeV est bien connu; sa largeur propre est très grande et son moment total est I = 4. Or nous avons vu que l'obtention d'un tel moment est incompatible avec des configurations uniquement Ip dans ^{9}Be. Il faut donc admettre qu'une configuration supérieure intervient, probablement une configuration If, pour aboutir à une parité correcte. On constate par ailleurs que la distribution angulaire correspondante est nettement différente et, bien qu'un calcul en ondes distordues soit nécessaire pour le justifier, la for-

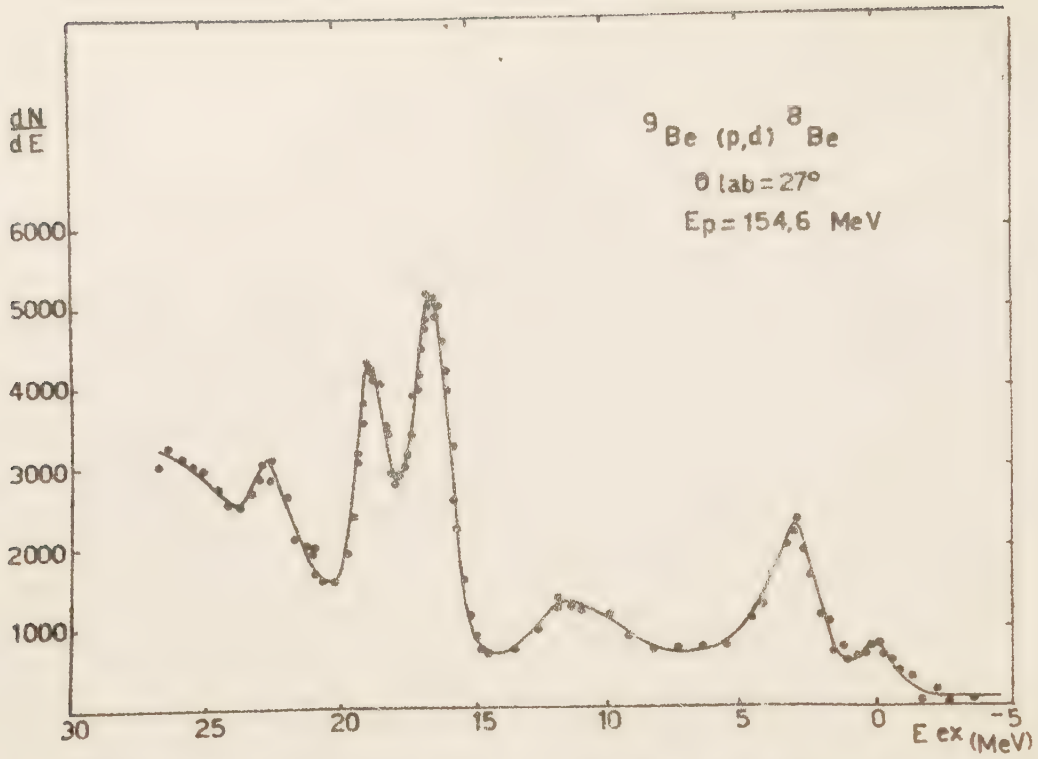


FIG.8A. Spectre d'éxcitation du noyau ^{8}Be dans la réaction ^{9}Be(p,d)^{8}Be pour un angle d'émission de deutons de 27°(lab.)

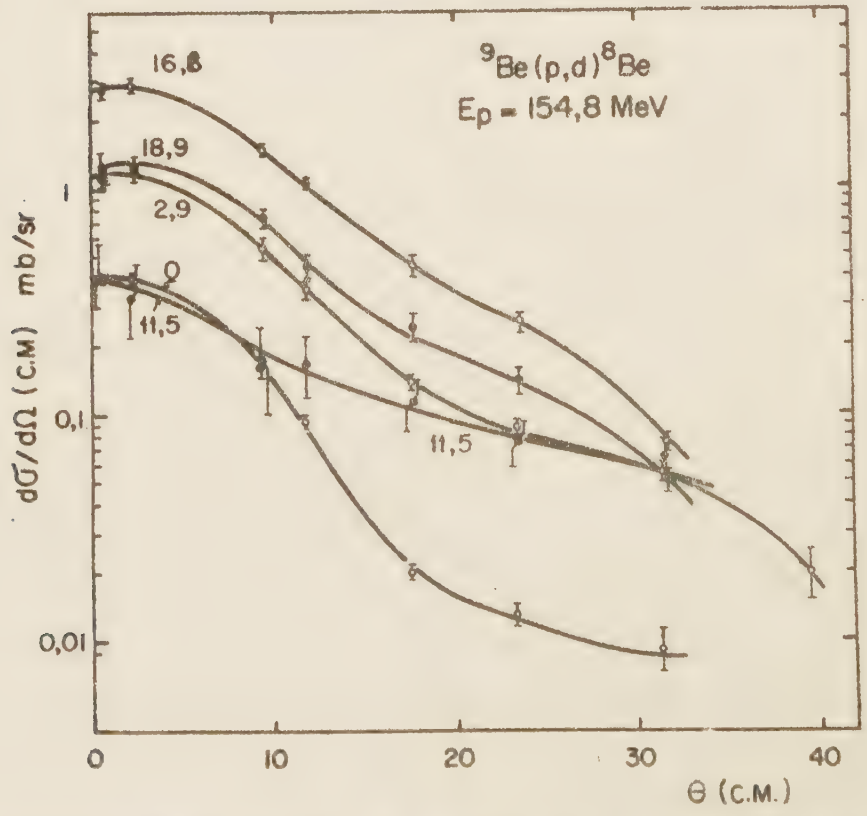
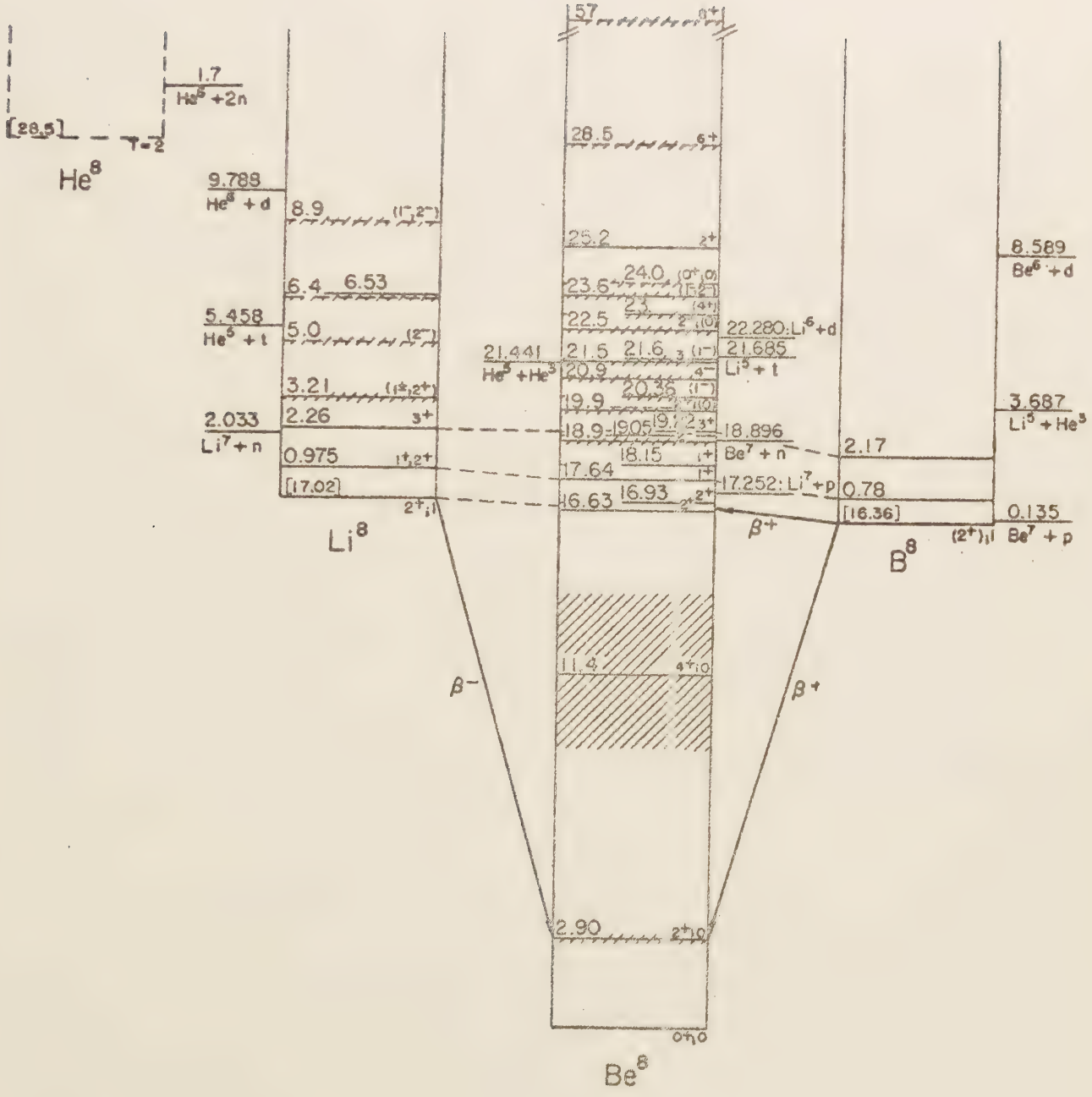


FIG.8B.Distributions angulaires des deutons émis :Sections efficaces différentielle (centre de masse) d'excitation des niveaux du noyau ^{8}Be dans la réaction ^{9}Be(p,d)^{8}Be


He8
[28.5]
T=2
1.7
He6 +2n
9.788
He6 + d
8.9
6.4
6.53
5.458
He5 + t
5.0
3.21
2.033
Li7 + n
2.26
3+
0.975
[17.02]
2+;1
Li8
β−
21.441
He5 + He3
21.5
21.6
20.9
19.9
19.05
18.9
18.15
17.64
16.63
16.93
11.4
2.90
0+;0
Be8
β+
22.280: Li6 + d
21.685
Li5 + t
18.896
Be7 + n
17.252: Li7 + p
2.17
0.78
[16.36]
(2+);1
B8
8.589
Be6 + d
3.687
Li5 + He3
0.135
Be7 + p

7·63

FIG. 9

de cette distribution est compatible avec cette attribution. L'intensité de ce niveau montre que cette configuration n'est pas négligeable. Remarquons qu'avec des protons de 155 MeV une contribution If doit se manifester bien davantage qu'à basse énergie et effectivement SHORT à 40 MeV n'observe que faiblement ce niveau. L'origine de cette contribution a été expliquée par VALKOV [71], qui admet une déformation très grande du noyau $\beta \neq 0$, de façon que l'orbite $\Omega = 1/2$ de l'état f7/2 du diagramme de NILSSON vienne se mélanger aux orbites Ip. Cette valeur de la déformation est étonnamment grande ; par ailleurs NILSSON n'a pas calculé ces états pour des déformations aussi grandes et une extrapolation linéaire paraît hardie. SAWIKI propose plutôt de coupler les orbites (14) et (2) à l'aide du couplage rotation particule[72]. Mais de toute façon, l'existence de cette contribution semble liée à une grande déformation du noyau[73]. Pour décrire la structure du ^{9}Be, KUNZ a proposé un modèle en agrégats α, proche du modèle rotationnel phénoménologique et ses calculs font apparaître une contribution If très faible[74]. Mais il est difficile de chiffrer à partir de nos expériences l'importance d'une telle contribution, car les distorsions sont différentes pour un neutron Ip ou If.

- Niveau de 16,8 MeV

Au niveau que nous observons à une énergie de 16,8 ± 0,2 MeV peuvent correspondre deux niveaux connus à 16,63 et 16,93 MeV. Ces deux niveaux ont un moment total I = 2. Leur isospin, qui peut être 1 ou 0, est difficile à définir à la suite de plusieurs réactions expérimentaux aux conclusions opposées :

-a/ la réaction ^{9}Be (d,α)^{8}Be excite ces états pareillement ce qui entraîne T = 0 pour tous les deux,

-b/ la transition ^{8}B $(\beta +)^{8}Be$ qui peuple le niveau à 16,63 MeV est superpermise et de ce fait l'isospin de ce niveau devrait être T = I.

-c/ ce même niveau se désintègre en deux particules α , ce qui impose T = O.

-d/ à ces niveaux"est"analogue le fondamental du ^{8}B et du ^{8}Li d'isospin T = I.

Pour expliquer un tel mélange d'isospin MARION[75] a proposé une structure simple pour ces deux niveaux :

niveau de 16,63 MeV : $^{7}Li + p$

niveau de 16,93 MeV : $^{7}Be + n$

L'isospin de ces états serait alors T = 1 ou O. Cette hypothèse a été appuyée sur plusieurs résultats expérimentaux ; citons en particulier :

-a/ la réaction ^{7}Li $(d,n)^{8}Be$ excite fortement le niveau de 16,63 MeV et beaucoup moins l'autre niveau.

-b/ la réaction ^{7}Li $(p,\gamma)^{8}Be$ fait apparaître le même niveau de 16,63 MeV

-c/ inversement avec la réaction ^{9}Be $(^{3}He, \alpha)^{8}Be$, on observe le niveau de 16,93 MeV. L'interprétation de cette réaction par un échange d'agrégats ^{3}He et α , serait en accord avec le modèle de MARION.

-d/ un calcul de BARKER[76] confirme cette description en calculant la largeur réduite de ces niveaux.

Il est classique d'expliquer la structure du ^{9}Be par un coeur ^{8}Be dont la stabilité est assurée par un extra - neutron peu lié. On peut concevoir que le pick-up, en arrachant

l'extra - neutron, excite les deux premiers niveaux 0 + et 2 +, alors que la capture d'un neutron du coeur ^{8}Be, très lié, excite les niveaux d'une énergie supérieure à 16 MeV dont certains sont observés dans la réaction ^{9}Be(p,2p) ^{8}Li. Dans une telle représentation le niveau de 16,8 MeV aurait une structure préférentielle ^{7}Be + n. Effectivement les réactions de pick-up à basse énergie font apparaître de façon très intense le niveau à 16,93 MeV. Mais de notre côté nous n'avons pas une résolution suffisante pour préciser quel niveau nous voyons ou si nous voyons les deux à la fois. La description de MARION donne une explication simple du mélange d'isospin, mais par contre elle nécessite l'emploi d'un coeur de 7 nucléons, alors que les modèles à couplage faible utilisent un coeur fermé pair-pair. Et l'on peut se demander si, du fait des forces d'échanges, il n'y a pas en réalité mélange des deux configurations selon un pourcentage inconnu.

- Niveau de 2,9 MeV

Le niveau de 2,9 MeV, obtenu dans notre expérience, a une largeur intrinsèque de 2,0 ± 0,1 MeV. Or la largeur moyenne admise est de 1,45 MeV. Notre résultat confirme pleinement la remarque faite sur ce niveau par BERKOWITZ(77). Ce dernier a émis l'hypothèse que, si on superpose à un état de vie courte une perturbation, celle-ci maintient la persistance de l'état si la durée de la perturbation est plus longue que la vie de l'état. Inversement, si la perturbation est très courte, elle n'affecte pas la durée propre de l'état. Appliqué au cas particulier de l'état de 2,9 MeV, ceci veut dire, pour la réaction (p,d), que le deuton émis, s'il est peu énergique, maintient la cohésion du ^{8}Be tant qu'il reste au voisinage de celui-ci. Dans notre expérience, le deuton formé au centre du

^{8}Be met environ 3.10^{-23} seconde pour sortir du noyau alors que la durée de vie de l'état est 3.10^{-22} seconde. La largeur que nous mesurons sera proche de la largeur naturelle réelle.

Relevons quelques exemples obtenus toujours dans le cadre de la réaction ^{9}Be(p,d)^{8}Be et venant confirmer ce résultat :

E inc. (MeV)	Largeur du niveau observé (MeV)
2,29	0,90
40	1,80
155	2,00

La largeur limite étant bien entendu la largeur de la diffusion (α , α) qui est de 2 MeV, c'est-à-dire qu'à notre énergie, le niveau correspond pratiquement à l'état libre de 2 α en résonance.

- Comparaison des facteurs spectroscopiques théoriques et expérimentaux

1/- Modèle rotationnel

La suite des trois premiers niveaux 0+ , 2+, 4+ a été depuis longtemps associée à une bande de rotation K = 0 avec un moment d'inertie J donné par $\hbar^2/2J$ # 0,54 MeV. Le niveau 6+ serait attendu vers 23 MeV. Etant donné que ^{8}Be est obtenu à partir du ^{9}Be, ce dernier devrait avoir comme configuration principale $(1)^4\ (3)^4\ (2)^1$. Dans la réaction, le proton capture le neutron de l'orbite (2) Ω = 3/2 ce qui donne la

bande ci-dessus K = 0. Par contre la capture d'un neutron : (3) Ω = 1/2 peut expliquer deux bandes K = 1 et K = 2 ; mais une attribution simple des niveaux est difficile à justifier. On peut en déduire que l'écart entre les orbites (2) et (3) est égale à environ 17 MeV moins l'énergie de pairing ; cet écart est très important et montre sur le schéma de NILSSON que la déformation est importante.

Toujours avec le même modèle rotationnel simple, les facteurs spectroscopiques ont été calculés pour les deux premiers niveaux. Le tableau suivant présente en valeur relative les facteurs spectroscopiques théoriques et expérimentaux ainsi que les résultats déduits du modèle rotationnel de KURATH et PICMAN[78]. Ce dernier modèle donne des valeurs plus proches des valeurs expérimentales, en particulier par le fait que KURATH tient compte du mélange des bandes K = 3/2 et K = 1/2 du Be^9.

E	$I^\pi T$	Facteurs spectr. Modèle Rot. simple	Facteurs spectr. Modèle générateur KURATH	Facteurs spectr. Exp.
0	0 + 0	1	1	1
2,9	2 + 0	1	1,51	4,23

II/- Modèles en couches avec couplage intermédiaire

- Fonctions d'onde obtenues par calcul des interactions effectives

BOYARKINA[12] a calculé les fonctions d'onde des noyaux de la couche 1p à l'aide d'un modèle en couches avec couplage

intermédiaire, en utilisant une force de ROSENFELD. Elle retrouve assez bien les niveaux connus du ^{8}Be. Les facteurs spectroscopiques correspondants ont été calculés par BALASHOV, BOYARKINA et ROTTER[79]. Le tableau II permet la comparaison avec les facteurs spectroscopiques expérimentaux. L'accord sur les énergies est bon, mais il est moins satisfaisant pour les fonctions d'onde.

Nous représentons également dans le tableau II les résultats de COHEN et de KRATH dont la méthode a déjà été exposée dans la partie A. La comparaison des énergies de niveaux calculées et obtenues expérimentalement montre un écart important, principalement pour le niveau calculé à 12,9 MeV. Quand aux facteurs spectroscopiques théoriques, ils sont assez proches de ceux de BOYARKINA. Dans les deux calculs l'accord sur les facteurs spectroscopiques est médiocre pour le niveau fondamental. Ce fait est à rapprocher de la singularité de sa distribution angulaire. Ceci signifie peut-être qu'un mélange de configuration dans la couche 1p est insuffisant et qu'il faut ajouter des configurations supérieures, du type 2p3/2 par exemple, bien qu'elles soient très élevées. Pour le niveau de 16,8 MeV, le facteur spectroscopique expérimental est nettement supérieur à la somme des facteurs spectroscopiques calculés des deux niveaux de 16,63 et 16,93 MeV. Ceci suggère que ces deux niveaux soient excités tous les deux dans la réaction. Le niveau à 18,9 MeV n'est pas expliqué de façon satisfaisante par les deux calculs.

Comme nous le verrons dans la suite du travail c'est dans le cas de cette réaction que l'accord entre les résultats théoriques et expérimentaux est le moins bon, tant pour les énergies des niveaux que pour les facteurs spectroscopiques.

TABLEAU II

ENERGIE DES NIVEAUX OBSERVES DANS LA REACTION $^{9}Be(p,d)\,^{8}Be$

Facteurs spectroscopiques expérimentaux (c). Comparaison avec les résultats théoriques de KURATH et de BOYARKINA.

Energie exp. (MeV)	Energie et I π T connus (b)		$\overline{F^2}$ exp. (a)	F^2 calculés (KURATH)	F^2 calculés (BOYARKINA)	Energie et I π T calculés (KURATH)		Energie et I π T calculés (BOYARKINA)	
0 (d)	0	0 + 0	0,189	0,590	0,369	0	0 + 0	0	0 + 0
2,9 ± 0,1	2,90	2 + 0	0,800	0,725	0,719	3,8	2 + 0	2,0	2 + 0
11,5 ± 0,5(e)	11,4	4 + 0							
16,8 ± 0,2	16,63 16,93	2 + 1et0 2 +	1,15	0,450 0,500	0,346 0,401	12,9 16,2	2 + 0 2 + 1	17,0 15,9	2 + 0 2 + 1
17,6 ± 0,4	17,64	1 + (1)	0,186	0,202	0,198	17,1	1 + 1	17,64	1 + 1
18,3 ± 0,3	18,9 19,05 19,22	2 - (3) 3 + 1	0,113	0,110 0,175	0,113	16,6 17,9	3 + 0 3 + 1	18,7	3 + 1
21,5 ± 0,3	21,5 21,6	3 (+) (1-)	0,063						

a) Le paramètre de l'oscillateur harmonique utilisé est $\nu = 0,644\ F^{-1}$

b) Nous ne représentons dans cette colonne que les niveaux connus pouvant correspondre aux niveaux expérimentaux

c) Nous définissons F^2 par $F^2 = \sum_{j=l\pm\frac{1}{2}} b\ (T_f,\ 1/2\ ,\ M_{T_f},\ 1/2 \mid T_i,\ M_i)^2\ \beta^2_{j=l\pm 1/2}$

d) Ce niveau présente une distribution angulaire anormale et avec la procédure utilisée il faut tenir compte d'une incertitude assez grande sur ce facteur.

e) Nous n'avons pas extrait de facteur spectroscopique pour ce niveau qui ne peut correspondre à la capture d'un neutron 1p.

Ceci devrait être lié au petit nombre de nucléons qui constituent le noyau ^{8}Be.

Une remarque est nécessaire à propos du tableau II. Nous y présentons les facteurs spectroscopiques expérimentaux calculés selon la méthode présentée dans la partie précédente. Mais dans le cas du Béryllium, pour normaliser ces facteurs spectroscopiques, nous n'avons pas tenu compte du niveau de 11,5 MeV ; nous avons comparé nos résultats à ceux de KURATH et BOYARKINA qui n'admettent pas une telle contribution. Donc, comme celle-ci existe, on introduit une légère incertitude sur la valeur absolue de ces facteurs expérimentaux. Mais la comparaison avec les résultats théoriques est exacte.

C/- $^{10}B(p,d)\,^{9}B$.

Le noyau ^{9}B instable a été peu étudié jusqu'à maintenant et ce fut en partie pour cela que fut entrepris ce travail. Il était également intéressant d'examiner l'influence d'un proton en plus ou en moins par rapport à ^{9}Be et ^{12}C à l'aide du pick-up d'un neutron de ^{10}B et ^{11}B.

Le spectre d'excitation obtenu dans cette réaction présente cinq pics ou groupes de pics à 0 - 2,4 - 7,1 - 11,5 et 14,9 MeV (Fig. 10 A). Leurs distributions angulaires sont représentées sur la figure 10 B. Les trois premières distributions sont indiscutablement semblables. Les deux autres ont une forme identique mais avec un point d'inflexion situé à un angle plus grand. Dans le premier cas il s'agit de distributions angulaires qui correspondent à la capture d'un neutron $l = I$. Les deux autres distributions sont sans doute de même nature et les différences doivent provenir de faibles contributions

de configurations supérieures, ce qui est très concevable pour des niveaux dont l'énergie est supérieure à 10 MeV. Le deuxième niveau observé doit correspondre au niveau connu à 2,33 MeV. Il est possible qu'il cache une participation minime du niveau de 2,81 MeV qui a une largeur naturelle importante. Nous voyons également le niveau de 7,1 MeV, niveau qui n'a été obtenu que dans la réaction $^{7}Li\ (^{3}He,n)^{9}B$. Le niveau que nous observons à 2,4 MeV est, au moins en partie, l'analogue du niveau à 2,43 MeV du ^{9}Be (Fig. 11). De même le niveau de 7,1 MeV correspond au niveau de 6,66 MeV : sa position dans le doublet est la même, sa largeur intrinsèque de 1,8 MeV du même ordre de grandeur. On peut s'étonner de ce que l'effet coulombien permette à ce niveau du ^{9}B d'être à une énergie supérieure à son analogue. On pourrait penser que, avec sa grande largeur, ce niveau de 7,1 MeV comprenne également un niveau analogue du niveau à 7,94 MeV du ^{9}Be. Mais pour ce dernier on a proposé une parité positive ce qui semble contradictoire avec nos résultats.

Les comparaisons avec d'autres expériences sont rares. On peut signaler seulement qu'au Minnesota HINTZ et SHORT[70] trouvent les trois premiers niveaux, mais ils ne peuvent, pour des raisons expérimentales, observer les autres. Après une analyse théorique du type BUTLER, ils constatent que le moment orbital du neutron capturé est $l = 1$. Il faut noter qu'ils ont obtenu pour les deux premiers niveaux des facteurs spectroscopiques semblables aux nôtres mais le niveau à 7,1 MeV est très peu excité. La réaction de pick-up $^{10}B(^{3}He, \alpha)\ ^{9}B$ [80] permet d'observer les niveaux du ^{9}B à 2,3 - 2,8 et 11,6 MeV, mais non le niveau à 7,1 MeV. Ceci est étrange étant donné que les facteurs spectroscopiques sont les mêmes.

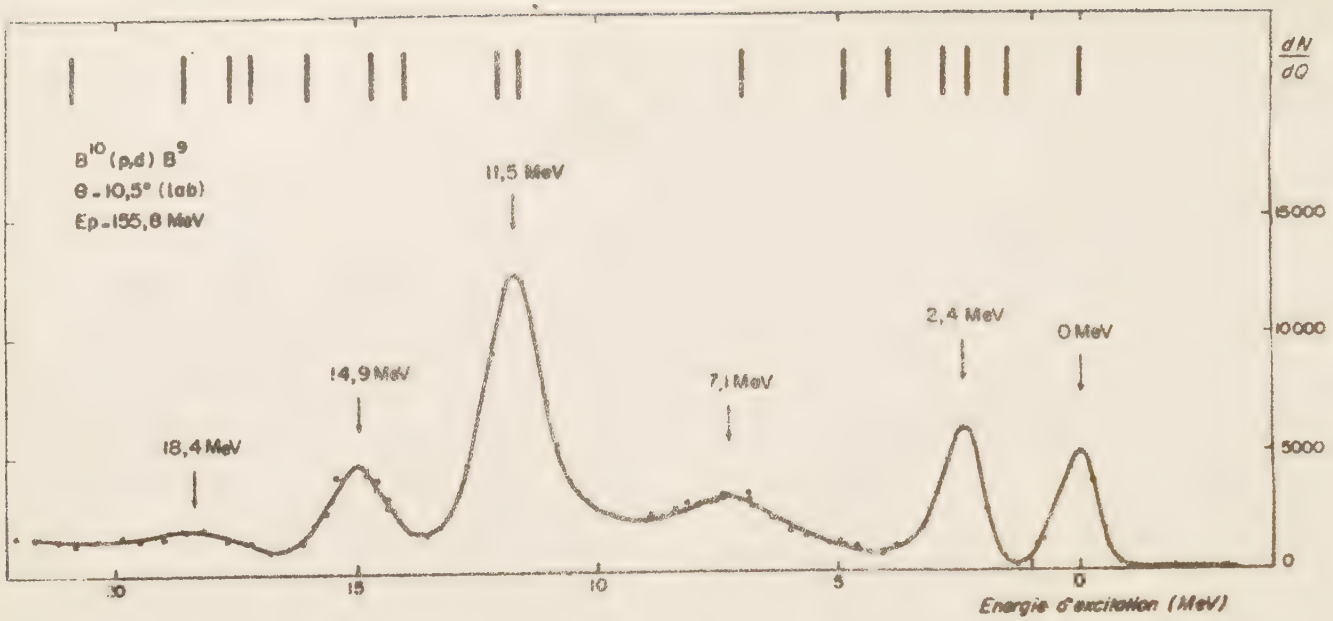


FIG.IOA. Spectre d'éxcitation du noyau ^{9}B dans la réaction $^{10}B(p,d)^{9}B$ pour un angle d'émission de deutons de 10,5° (lab.)

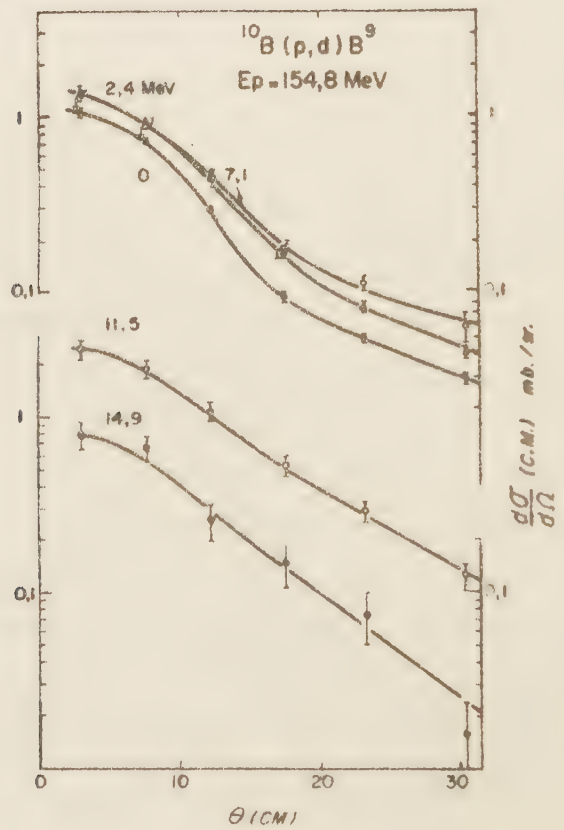
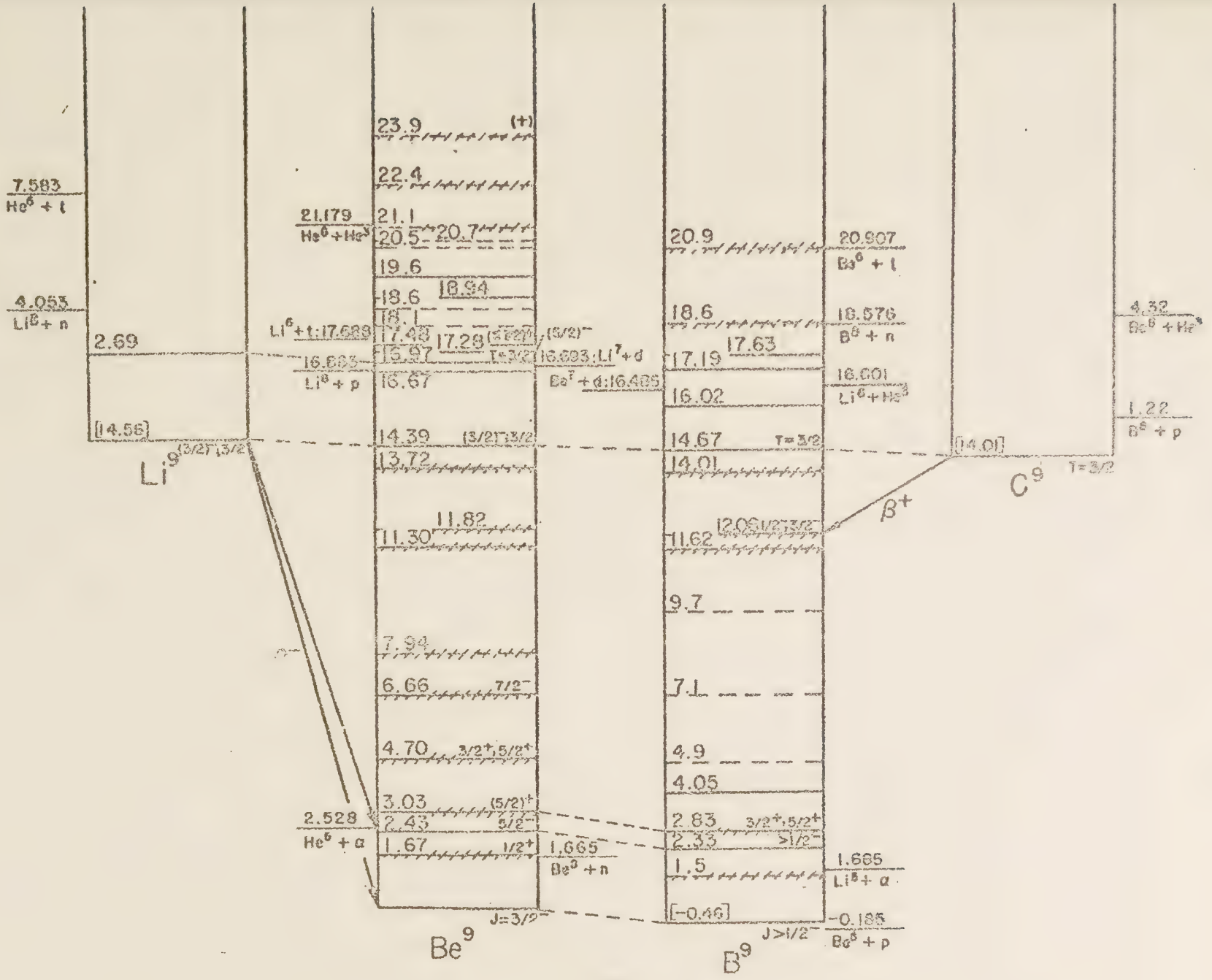


FIG.IOB. Distributions angulaires des deutons émis :Sections efficaces différentielles (centre de masse)d'excitation des niveaux du noyau ^{9}B dans la réaction $^{10}B(p,d)^{9}B$


7.583
He⁶ + t
4.053
Li⁸ + n
2.69
[14.56]
Li⁹ (3/2⁻,3/2)
21.179
He⁶ + He³
Li⁶ + t: 17.683
16.685
Li⁸ + p
23.9 (+)
22.4
21.1
20.5
20.7
19.6
18.6
18.94
18.1
17.48
17.29 (5/2)⁻
15.97 T=3/2
16.67
14.39 (3/2⁻,3/2)
13.72
11.82
11.30
7.94
6.66 7/2⁻
4.70 3/2⁺,5/2⁺
3.03 (5/2)⁺
2.43 5/2⁻
1.67 1/2⁺
J=3/2⁻
Be⁹
16.683: Li⁷ + d
Be⁷ + d: 16.485
2.528
He⁶ + α
1.665
Be⁸ + n
20.9
18.6
17.19
17.63
16.02
14.67 T=3/2
14.01
12.06 (1/2⁻,3/2⁻)
11.62
9.7
7.1
4.9
4.05
2.83 3/2⁺,5/2⁺
2.35 >1/2⁻
1.5
[-0.46]
J>1/2⁻
B⁹
20.907
B¹⁰ + t
16.576
B⁸ + n
16.001
Li⁶ + He³
1.685
Li⁵ + α
-0.185
Be⁸ + p
β⁺
[14.01]
C⁹ T=3/2
4.32
Be⁸ + He³
1.22
B⁸ + p

7·65

FIG. II

Le niveau connu du ^{9}B de 4,67 MeV ainsi que son homologue à 14,39 MeV dans le ^{9}Be ont été expliqués comme étant le premier niveau T = 3/2 de chacun de ces noyaux[81]. Il y a deux raisons : la largeur très faible qui montre l'impossibilité de se désexciter par particule la correspondance avec le fondamental du ^{9}Li et du ^{9}C. La règle de sélection portant sur l'isospin dans la réaction de pick-up $^{10}B(p,d)^{9}B$ ne permet pas d'obtenir de niveau T = 3/2. Donc le niveau à 14,9 MeV que nous observons ne peut être ce niveau à moins de supposer que le spin isotopique n'est pas un bon nombre quantique. On ne comprend pas pourquoi ce niveau T = 1/2 n'est pas vu dans les autres réactions et en particulier dans la réaction ($^{3}He, \alpha$) et pourquoi on n'aurait pas mis en évidence son homologue dans le ^{9}Be. Cependant nous verrons dans la suite que l'existence de ce niveau peut être expliqué par les calculs de KU[illegible] et de BOYARKINA. Le niveau à 4,05 MeV du ^{9}B n'est pas observé, en se guidant sur l'étude du niveau de 4,70 MeV du ^{9}Be, on constate qu'il ne pourrait être obtenu qu'à partir d'une configuration du ^{10}B de la forme $\left[{}^{8}Be\ (2s1/2)^{2} \right]$ pour l'état fondamental ; une telle configuration doit être très faible et entraîne une section efficace de pick-up négligeable.

Dans une publication présentant des résultats préliminaires, nous avons signalé un niveau à 9,7 MeV[4]. Il est apparu que ce niveau correspondait en grande partie à une impureté du carbone introduite au cours du frittage.

- Modèles rotationnels

Les niveaux du ^{9}Be à 0 - 2,43 - 6,66 MeV ont été obtenus expérimentalement avec les réactions de diffusion inélastique (p,p'), (e,e') ou (d,d') ; ils ont été considérés comme les membres d'une bande de rotation K = 3/2 basée sur le

niveau fondamental $I = 3/2$. BLAIR et HENLEY[82], KUNZ[74] ont lié ce résultat à l'existence d'un modèle dans lequel on considère deux particules α en haltères et un neutron circulant dans leur plan de symétrie. Ce modèle de noyau très déformé permet d'expliquer certaines propriétés du ^{9}Be liées à une grande déformation : niveaux de rotation, excitation collective, moment quadrupolaire. Un tel modèle a été utilisé pour éviter le modèle rotationnel classique mais le formalisme est pratiquement le même. De même il est naturel de décrire le ^{9}B par deux particules α et un extra proton et d'analyser les niveaux obtenus par un modèle rotationnel. Dans le cas du ^{9}Be et du ^{9}B les trois premiers niveaux peuvent être expliqués par ce modèle avec un moment d'inertie J tel que $\hbar^2/2J \# 0,52$ MeV, mais l'accord est moins bon pour ^{9}B. Avec une telle description ces trois niveaux auraient les caractéristiques $I\pi = 3/2-$, $5/2-$ et $7/2-$.

Il convient de signaler que KURATH a également appliqué son modèle du générateur[78] aux noyaux de masse 9. Comme KUNZ, il mélange les bandes $K = 3/2$ et $K = 1/2$. Mais il n'identifie pas cette dernière bande. KUNZ suggère qu'elle soit basée sur le niveau 2,02 MeV ; mais celui-ci a été identifié depuis comme étant de parité positive et de spin total $I = 5/2$ à l'aide de la réaction (γ, n) sur le ^{9}Be. Le tableau III contient les facteurs spectroscopiques calculés avec les deux modèles rotationnels ainsi qu'avec des fonctions d'onde j j. Dans ce tableau on peut voir que le niveau à 11,5 MeV ne peut être le niveau de spin $I = 9/2$ à moins qu'il ne soit recouvert par un autre niveau correspondant au niveau à 11,82 du ^{9}Be ou bien qu'il ne soit confondu avec un niveau correspondant à une réaction de pick-up plus complexe que celle étudiée et compre-

TABLEAU III

FACTEURS SPECTROSCOPIQUES EXPERIMENTAUX RELATIFS DE CERTAINS NIVEAUX OBTENUS DANS LA REACTION $^{10}B(p,d)^{9}B$

Comparaison avec les facteurs spectroscopiques théoriques obtenus à l'aide d'un modèle j j , rotationnel ou du générateur.

Energie exp. (MeV)	I π T	$\bar{F}^2$ exp. relatifs	F^2 théor. relatifs j. j	F^2 théor. relatifs (rotationnel)	F^2 théor. relatifs (générateur)
0	3/2 - 1/2	1	1	1	1
2,4	5/2 - 1/2	1,36	1,14	0,56	1
7 ,1	7/2 - 1/2	1,18	2,87	0,17	0,4
-	9/2 - 1/2		0	0,021	0,04

TABLEAU IV

ENERGIE DES NIVEAUX OBSERVES DANS LA REACTION $^{10}B(p,d)^{9}B$.

Facteurs spectroscopiques expérimentaux (c) . Comparaison avec les résultats théoriques de KURATH et de BOYARKINA.

Energie exp. (MeV)	Energie connue (b)	$\overline{F^2}$ exp. (a)	F^2 théor. (KURATH) 2BME-6-16	F^2 théor. (KURATH) POT 8-16	F^2 théor. (BOYARKINA)	Energie calculée (KURATH)	Energie calculée (BOYARKINA)	I π calculés (KURATH et BOYARKINA)
0	0	0,44	0,591	0,600	0,532	0	0	3/2 -
2,4 ± 0,1	2,33	0,60	0,573	0,453	0,509	2,5	2,3	5/2 -
7,1 ± 0,2	7,1	0,52	0,555	0,777	0,248	6,1	6,0	7/2 -
11,5 ± 0,2	11,62	1,12	0,780	0,624	0,568	10,1	11,0	7/2 -
14,9 ± 0,3	-	0,32	0,240	0,276	0,174	10 ≤ E ≤ 14	13,3	5/2 -

a) Le paramètre de l'oscillateur harmonique utilisé est $\nu = 0,644\ F^{-1}$

b) Nous ne représentons dans cette colonne que les niveaux connus pouvant correspondre aux niveaux expérimentaux. Seuls les états de ^{9}B $T = 1/2$ peuvent être atteints.

c) Nous définissons F^2 par $F^2 = \sum_{j=l\pm\frac{1}{2}} b\,(T_f, 1/2, M_{T_f}, 1/2 \mid T_i, M_{T_i})^2 \ \beta^2_{j=l\pm\frac{1}{2}}$

nant une interaction entre le proton incident et les autres nucléons "spectateurs" du noyau. Mais une telle explication, qui n'a jamais été vérifiée, semble, tout au moins ici, artificielle. Le niveau de 7,1 MeV présenté dans le tableau comme ayant le moment total I = 7/2 , un facteur spectroscopique compris entre les résultats des modèles rotationnels et du modèle en couches j j. Quant au niveau à 2,4 MeV, le modèle en couches j j ainsi que le modèle du générateur permettent d'obtenir une valeur proche de la valeur expérimentale ; ceci ferait penser que le mélange de bande est encore plus important que ne le prévoit KURATH.

Si dans le cadre d'un modèle rotationnel on capture un neutron $\Omega = 1/2$ de l'orbite (5) au lieu de capturer un neutron $\Omega = 3/2$ de l'orbite (2), on doit définir deux bandes de rotation K = 5/2 et K = 7/2, et le niveau à 11,5 MeV serait, alors, le fondamental d'une de ces bandes. Ceci voudrait dire que l'écart entre les orbites (2) et (3) serait de l'ordre de 13 MeV environ.

- <u>Comparaison des facteurs spectroscopiques expérimentaux et théoriques. Fonctions d'onde de D. KURATH et A. BOYARKINA</u>.

Le tableau IV présente la comparaison expérience-théorie. Nous y présentons les facteurs spectroscopiques calculés par KURATH avec des interactions effectives : on distingue le cas que KURATH dénomme 2 B M E (8 - 16) parce qu'il utilise des niveaux des noyaux masse 6 à 16 pour ajuster les éléments de matrice et l'autre cas ou POT (8 - 16) dans lequel KURATH utilise seulement les niveaux des noyaux de masse 8 à 16. Ce dernier calcul donne des résultats moins satisfaisants. Ceci confirme bien ce que nous disions dans la partie précédente

qu'il semble exister une discontinuité de structure entre les noyaux dont la masse est inférieure et supérieure à 9.

De même, nous utilisons les facteurs spectroscopiques déduits des fonctions d'onde du modèle en couches à couplage intermédiaire de A. BOYARKINA.

Les résultats théoriques sont très semblables entre eux, sauf dans le cas du niveau à 7,1 MeV. L'accord avec l'expérience est très bon pour le deuxième et troisième niveaux. Pour le fondamental on a un écart relativement important. Mais ces résultats confirment parfaitement les attributions des moments totaux de ces trois niveaux.

Quant aux deux niveaux supérieurs, l'accord avec l'expérience est moins bon. Ceci doit s'expliquer, comme nous l'avons déjà dit, par des configurations supérieures probables à cette énergie d'excitation. Ce qui est très satisfaisant, c'est que les deux calculs théoriques nous permettent d'estimer que ces niveaux ont respectivement les caractéristiques quantiques $I\pi\, T = 7/2 - 1/2$ et $5/2 - 1/2$.

Il faut remarquer que ces spins correspondent aux fondamentaux des bandes $K = 5/2$ et $K = 7/2$ dont nous avons annoncé la présence probable et que la parité négative donnée au niveau à 11,5 MeV n'est pas conciliable avec la parité du niveau analogue du ^{9}Be, parité que l'on a supposée positive par l'étude de la réaction (γ, n) et de la diffusion inélastique d'électrons à 180º .

D/ - $\underline{^{11}B(p,d)^{10}B.}$

1- Analyse des résultats expérimentaux

Le spectre du ^{10}B que nous obtenons à partir du ^{11}B

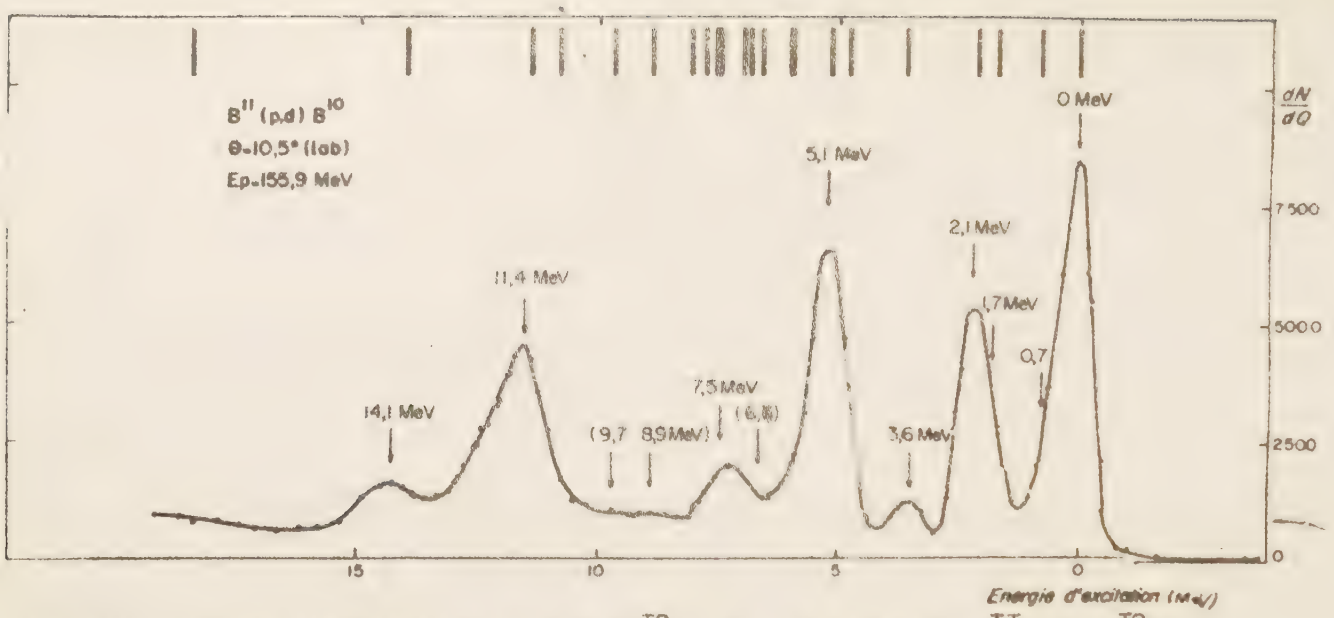


FIG.I2A. Spectre d'éxcitation du noyau ^{10}B dans la réaction $^{11}B(p,d)^{10}B$ pour un angle d'émission de deutons de 10,5°(lab.)

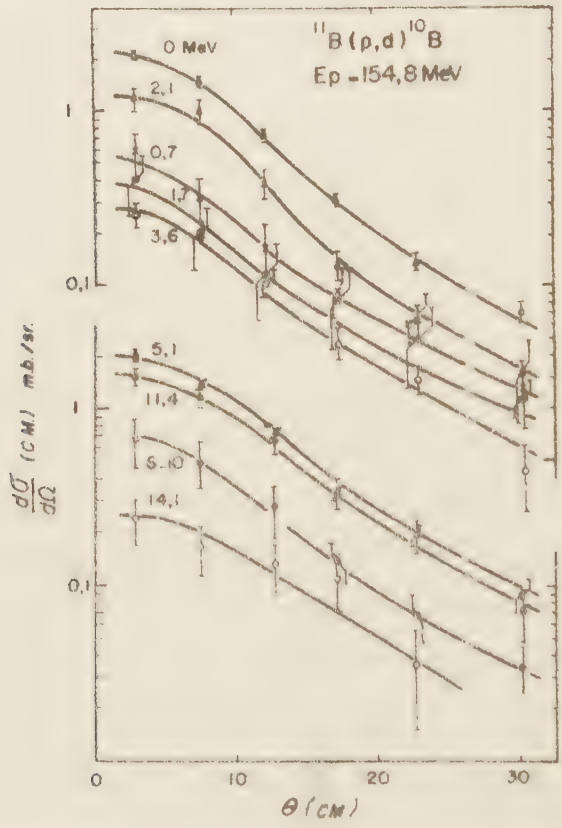
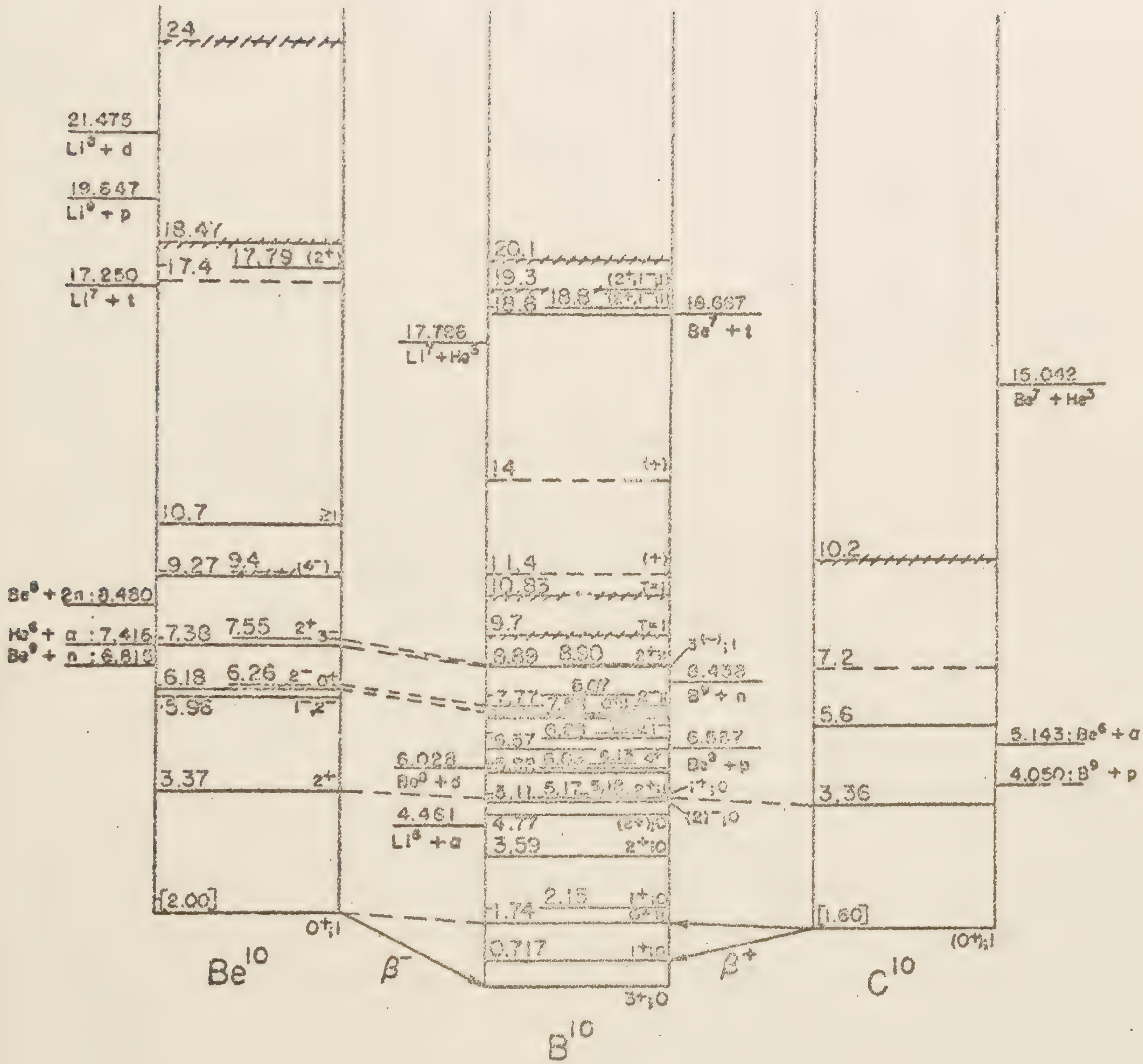


FIG.I2B. Distributions angulaires des deutons émis:Sections efficaces différentielles (centre de masse) d'éxcitation des niveaux du noyau ^{10}B dans la réaction $^{11}B(p.d)^{10}B$.



Be10
B10
C10
β−
β+
24
21.475
Li8 + d
19.647
Li9 + p
18.47
17.79 (2+)
17.250
Li7 + t
17.4
10.7
9.27
9.4
Be8 + 2n : 8.480
He6 + α : 7.416
Be9 + n : 6.813
7.38
7.55
6.18
6.26
5.96
3.37
[2.00]
0+;1
20.1
19.3
18.8
18.667
Be7 + t
17.786
Li7 + He3
14
11.4
10.83
9.7
8.89
8.90
8.438
B9 + n
6.587
Be9 + p
6.028
Be8 + d
4.461
Li6 + α
4.77
3.59
1.74
2.15
0.717
3+;0
15.042
Be7 + He3
10.2
7.2
5.6
5.143; Be6 + α
4.050; B9 + p
3.36
[1.60]
(0+;1)

7·65

FIG. 13

est le plus complexe de ceux que nous étudions. Nous avons réussi à le décomposer en 10 pics ou groupes de pics sur 15 MeV d'énergie d'excitation environ. Nous pouvons identifier les cinq premiers niveaux comme étant ceux connus à 0 - 0,717 - 1,74 - 2,15 - 3, 59 MeV , puis un pic à 5,1 MeV qui peut correspondre aux niveaux de 5,11 - 5,17 - 5,18 MeV, deux niveaux mal connus à 11,4 et 14,1 MeV et deux groupes de 6 à 10 MeV, difficiles à bien séparer, mais qui doivent contenir les niveaux connus à 6,6 - 7,5 - 8,9 et 9,7 MeV ((Fig. 12 A, 13). Les cinq premiers niveaux ont une distribution angulaire très semblable (Fig. 12 B), correspondant typiquement à la capture d'un neutron 1p. Les autres niveaux ont des distributions moins identiques ; il faut rappeler que les pics de ces deux groupes sont obtenus par des décompositions du spectre différentes par tracé graphique ou à l'aide d'un ordinateur ; nous avons tenu compte des incertitudes introduites par chaque méthode. Les cinq premiers niveaux ont été, à plusieurs reprises, analysés dans d'autres expériences, comme résultant de la capture d'un neutron 1p. Si la différence de distribution angulaire correspond à une différence de structure, ceci voudrait dire que les niveaux d'une énergie supérieure à 5 MeV ne sont pas purement 1p, mais comporteraient des configurations supérieures peu importantes. Il est très possible que la différence vienne également d'un effet lié à l'énergie du niveau, tel que l'absorption. Dans la suite, nous admettrons que tous les niveaux sont obtenus par capture d'un neutron 1p.

Comme le fondamental de ^{11}B est de parité négative et d'isospin 1/2, on ne peut obtenir à partir du résultat précédent que des niveaux de parité positive et d'isospin T = 1 ou 0 . Pour les cinq premiers niveaux dont l'énergie est inférieure à

4 MeV les spins, isospins et parités connus sont compatibles avec ces règles de sélection. Ces dernières ne font correspondre au niveau de 5,1 MeV, qui est fortement excité, que les niveaux connus à 5,17 (2 + T = 1) et 5,18 (1 + T = 0). TRUE et WARBURTON[83] ont calculé que ce dernier niveau, ainsi que celui de 7,56 MeV (0 + T = 1) peuvent être décrits par une configuration $(s)^4\ (p)^4(2s)$. Pour obtenir de tels niveaux par réaction de pick-up, il faudrait que ^{11}B ait une configuration $(s)^4\ (p)^5\ (2s)^2$. Celle-ci , si elle existe, doit être faible. De fait dans la réaction $^{11}B\ (^3He, \alpha)\ ^{10}B$, avec une bonne résolution en énergie, le niveau de 5,18 MeV est vu faiblement ainsi que le niveau de 7,56 MeV[84]. On peut de la même façon conclure que le niveau de 7,5 MeV, que nous observons, peut correspondre aux niveaux de 7,47 - 7,56 - 7,62 MeV de caractéristiques quantiques I π T respectivement : (2 +) - 0 + 1 - 1 + 0. Quant aux niveaux observés à 11,4 MeV et 14,1 MeV, ils n'ont été que rarement signalés. Nous pouvons confirmer leur présence, leur parité positive et la largeur naturelle de 1,3 MeV environ du premier.

Si un modèle en couches j j pouvait décrire complètement ^{11}B et ^{10}B, on ne devrait obtenir que quatre niveaux dont les nombres quantiques seraient 3 + 0 - 2 + 1 - 1 + 0 - et 0 + 1. Or nous avons beaucoup plus de niveaux. Il sera nécessaire de faire appel à des modèles plus complexes pour la localisation des niveaux d'énergie et pour calculer les facteurs spectroscopiques.

2- Comparaison avec les résultats d'autres expériences.

Les réactions de pick-up sur ^{11}B n'ont été étudiées que rarement. Notons seulement que LEGG obtient les cinq premiers niveaux et peut analyser les distributions angulaires

par la méthode de BUTLER avec $l = 1$[54]. De même HINTZ et T. SHORT[70], dans un travail simultané, voient ces 5 premiers niveaux ainsi qu'un niveau à 5 MeV qui correspond sans doute à celui que nous observons à 5,1 MeV. Ils vérifient également que le moment orbital du neutron capturé est l = 1. Nous pouvons comparer nos résultats pour ces premiers niveaux. L'accord n'est pas très bon, surtout pour les niveaux de 1,74 et 2,1 MeV. Il faut préciser que ces auteurs ne donnent pas les facteurs spectroscopiques mais les largeurs réduites qui apparaissent directement dans une interprétation du type BUTLER ; or ces largeurs réduites dépendent du rayon de coupure qu'il est nécessaire d'ajuster pour chaque niveau, ainsi que des paramètres de la fonction d'onde du nucléon lp. Tous ces paramètres sont différents d'un auteur à l'autre. Le tableau suivant donne les largeurs réduites relatives calculées à partir des résultats expérimentaux de HINTZ, LEGG pour la réaction (p,d), de VLASSOV pour la réaction (d,t)[85] et de FORTSYTH[86] pour la réaction (^{3}He, α) ; nous indiquons également les facteurs spectroscopiques relatifs calculés dans le cas où les noyaux ^{11}B et ^{10}B seraient décrits par un modèle j j pur.

Notes a/- le facteur spectroscopique, tel que nous l'avons défini, contient un facteur portant sur les isospins. Pour des raisons d'homogénéité nous l'avons supprimé ici.

b/- En adoptant les résultats de KURATH que nous verrons plus tard, nous avons estimé que ce niveau avait un isospin T = 1.

c/- Les auteurs n'ont pu séparer ces deux niveaux.

E (MeV)	I π T	LARGEURS REDUITES RELATIVES				a) Facteurs spectroscopiques corrigés par le terme d'isospin	
		HINTZ (p,d) 40 Mev	LEGG (p,d) 19 MeV	VLASSOV (d,t) 20 MeV	FORSYTH (^{3}He,α) 5 MeV	Notre expérience	Modèle J J
0	3 + 0	1	1	1	1	1	1
0,717	1 + 0	0,22	0,15	0,295	0,37	0,242	
1,74	0 + 1	(c) 0,48	0,39	0,486	0,63	0,54	0,43 } 0,43
2,15	1 + 0		0,15	0,300	-	0,52	
3,59	2 + 0	faible	0,042	0,041	-	0,12	Impossible
5,1	(2 + 1)	0,67	non vu	0,372	-	(b) 2,67	2,13

a) b) c) voir page précedente.

Le tableau précédent ne fournit que des valeurs relatives en attribuant au niveau fondamental un rôle particulier qu'il n'a pas. Cependant on peut faire les remarques suivantes :

- un modèle en couches j j fournit pour ces niveaux des facteurs spectroscopiques assez proches de nos valeurs expérimentales ; ceci est en accord qualitatif également avec les résultats de KURATH[11]
- les résultats des autres expériences faites à basse énergie sont du même ordre de grandeur entre eux, mais très différents. Il semble difficile de tirer une conclusion, surtout si l'on considère que les réactions (d,t) et (^{3}He, α) ont certainement un mécanisme plus complexe que la réaction (p,d).
- les facteurs spectroscopiques que nous obtenons sont nettement supérieurs aux résultats obtenus à basse énergie principalement pour le niveau à 7.1 MeV. On peut estimer que ceci provient de la procédure d'extraction et sans doute d'un mécanisme différent à 155 MeV. Mais comme nous le verrons par la suite, nous obtenons un bon accord avec les résultats théoriques de KURATH comme nous l'avons obtenu pour ^{10}B, ^{9}Be, ^{14}N et ^{12}C. Ceci peut justifier notre modèle. D'autre part les différences remarquées à basse énergie montrent que l'analyse du type BUTLER n'est pas parfaite, elle contient trop d'arbitraire (rayon de coupure différent). Il faut espérer que bientôt il sera possible d'étudier cette réaction à diverses énergies avec une analyse théorique toujours semblable.

3- Essai d'application d'un modèle rotationnel.

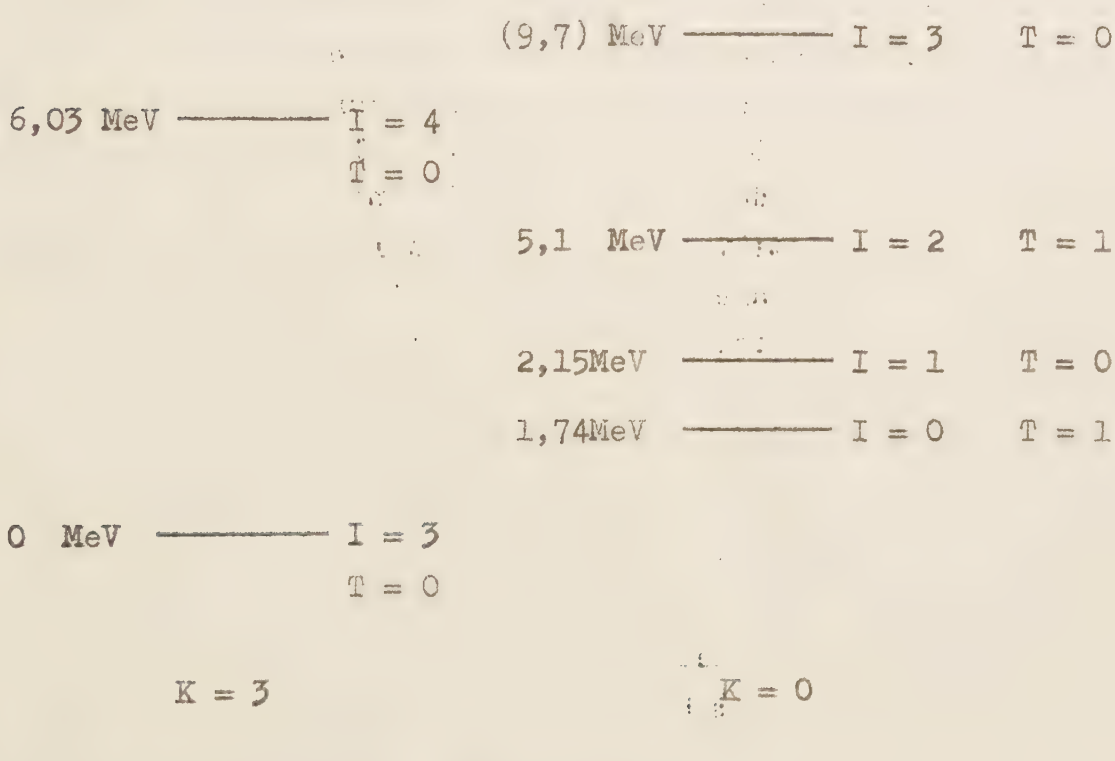
Nous avons vu que les niveaux du ^{10}B que nous observons ont souvent les mêmes nombres quantiques I^π ; ceci fait penser à une levée de dégénérescence, en particulier par une

déformation du noyau, déformation qui doit être assez importante. le moment quadrupolaire du ^{10}B fondamental étant $Q_o = + 6.10^{-26}$ cm^2. Par ailleurs KURATH et PICMAN ont calculé qu'un modèle rotationnel pouvait aboutir à des fonctions d'onde semblables à celles d'un modèle à couplage intermédiaire,et d' un maniement plus aisé. KURATH a également montré qu'un effet typiquement collectif était nécessaire pour rendre compte de certains rapports d'embranchement de transition γ dans le $^{10}B(87)$. Des considérations semblables ont été faites à propos de ^{10}Be qui appartient au même triplet isobarique que $^{10}B(88)$. Ajoutons qu'il nous a été possible de mettre en évidence des bandes de rotation dans les noyaux voisins ^{8}Be, ^{9}B, ^{13}N et qu'également un modèle rotationnel a été appliqué avec succès aux noyaux ^{6}Li et ^{7}Li (16),(89).

Partie I - Bandes de rotation probables :

Leurs moments quadrupolaires étant positifs, il en découle que les noyaux ^{11}B et ^{10}B ont, dans leur état fondamental, une forme en "cigare", c'est-à-dire une déformation positive. Supposons, pour commencer, que des mélanges de bandes ne sont pas nécessaires pour décrire ces noyaux, ceci est partiellement vrai pour ^{10}B mais non admissible pour ^{11}B ; nous essaierons d'améliorer ce point par la suite. On peut décrire l'état fondamental de ^{11}B dans le diagramme de NILSSON(14) par la configuration $(1)^4\ (3)^4\ (2)^3$. Si l'on considère que l'on capture un neutron $\Omega = 3/2$, les orbites (1) et (3) formant un coeur, le noyau ^{10}B résiduel sera un noyau impair-impair, dont les états les plus bas seront décrits par les bandes K = 3 et K = 0. Il semble improbable que l'on puisse avoir un mélange entre celles-ci. L'interaction résiduelle proton-neutron va lever la dégéné-

rescence et en application des règles de GALLAGHER et MOSZKOWSKI le fondamental devrait être K = I = 3, ce qui est bien vérifié expérimentalement. Les règles de sélection de la réaction de pick-up font que l'on ne peut obtenir que les spins $T \leq 3$, soient seulement I = 3 et I = 0, 1, 2, 3 , respectivement à chaque bande. Ceci suggère alors le schéma suivant pour décrire les premiers niveaux du ^{10}B.



L'écart entre les deux fondamentaux de bande est donc Δ = 1,74 MeV, ce qui correspond bien ,en ordre de grandeur à la valeur que l'on obtient en décrivant de la même façon les noyaux impair-impair de cette région :

^{18}F Δ = 1,08 MeV

^{14}N Δ = 2,31 MeV

^{6}Li Δ = 3,56 MeV

Cet écart a été calculé comme étant dû à l'interaction résiduelle ; il implique donc un terme de spin important dans cette interaction et permet d'étudier ce terme.

Le niveau de 6,03 MeV est le seul niveau que l'on excite très fortement par diffusion inélastique des protons ou des électrons sur ^{10}B. Ceci indique qu'il s'agit d'un niveau collectif appartenant à la même bande que le fondamental; on peut en déduire le moment d'inertie J par $\hbar^2/2J=0,75$ MeV. La valeur de ce moment d'inertie est parfaitement homogéne avec la valeur du moment d'inertie obtenue pour ^{9}B et avec celle que donne CLEGG pour ^{11}B : $\hbar^2/2J=0,85$ MeV. Si l'on extrait le moment d'inertie de la bande K=0 à l'aide des niveaux I=0 et 2 on trouve $\hbar^2/2J=0,57$ MeV. Cette valeur, du même ordre de grandeur, est cependant étonnamment différente; mais il faut rapprocher cette différence à celle trouvée par JEAN et GOGNY pour ^{6}Li (16). Ceux-ci ont étudié les deux bandes K = 0 et K = 2Ω du ^{6}Li, Ω étant le nombre quantique de chaque extra-nucléon. Ils ont montré que, pour des raisons de symétrie, les isospins des niveaux de la bande K = 2 Ω étaient toujours T = 0, alors que dans la bande K = 0 on avait I + T impair, et que cette différence d'isospin se traduisait par des moments d'inertie différents ; nous retrouvons bien cette différence et de plus nous pouvons constater que les niveaux de spin total pair de la bande K = 0 ont un isospin T = 1. On peut donc espérer un niveau I = 3 vers 9,7 MeV. Un tel niveau semble bien excité dans la réaction (p,p') à 155 MeV (90), mais on lui attribue l'isospin T = 1.

NEWSBY (91) a également calculé que l'interaction proton-neutron déplaçait, dans la bande K = 0 les niveaux de spin total impair par rapport aux niveaux de spin total pair. Nous voyons que ce déplacement existe dans le cas de ^{10}B et sa

valeur est compatibles avec les résultats des calculs de GOGNY et JEAN pour ^{6}Li.

Il serait intéressant, en dehors des vérifications précédentes, de voir si la transition γ entre les niveaux de 5,1 et 2,1 MeV n'est pas favorisée par le fait qu'ils appartiennent à la même bande. L'importance de cet embranchement n'a pu être expliquée par un modèle à couplage intermédiaire(87). A ce propos, ajoutons que les transitions γ entre les trois niveaux de la bande K = 0 devraient être de nature M_1 seulement, du fait des règles de sélection propre au modèle rotationnel ; ceci est bien vérifié.

Partie II - Autres bandes de rotation possibles.

Il semble possible de faire apparaître dans le spectre de ^{10}B une nouvelle bande K = 1 qui aurait ses premiers niveaux I = 1 et I = 2 aux énergies de 0,717 et 3,59 MeV avec un moment d'inertie donné par $\hbar^2/2J$ = 0,72 MeV très proche du moment d'inertie des bandes précédentes. Cette bande correspondrait à la capture d'un neutron Ω = 3/2 dans la deuxième bande du mélange décrivant ^{11}B, c'est-à-dire l'état (K = 1/2 , I = 3/2) décrit par la configuration $(1)^4\ (3)^3\ (2)^4$ sur le schéma de NILSSON. Egalement la transition γ entre les niveaux de 3,59 et 0,7 MeV est favorisée par rapport à d'autres transitions, ce qui n'a pu être expliqué. Notons que nous ne semblons pas voir la bande associée K = 2. Par capture dans la bande K = 1/2 du ^{11}B d'un neutron Ω = 1/2, on doit aboutir à des bandes K = 1 et K = 0 du ^{10}B. Les niveaux correspondants devraient alors être les niveaux observés dans notre réaction au-dessus de 7 MeV ; mais ces niveaux, particulièrement le niveau de 11,4 MeV, sont très intenses ce qui impliquerait que le mélange de bande soit

très important (environ 50 %) ou qu'intervienne un autre processus. Nous verrons plus tard que cette hypothèse peut être négligée.

Le tableau suivant rassemble certains résultats. Nous voyons que l'écart entre les facteurs spectroscopiques théoriques et expérimentaux est très grand ; ceci doit provenir, comme dans le cas de ^{13}N et ^{9}B, de la grande simplicité du modèle et des déformations différentes correspondant à chaque état de chaque noyau.

E (MeV)	I T	K	F^2 théorique	F^2 expérimental
0	3 + 0	3	1	1
1,74	0 + 1	0	0,05	0,18
2,15	1 + 0	0	0,48	0,52
5,1	2 + 1	0	0,08	0,89

Le modèle rotationnel simple que nous avons essayé d'adapter phénoménologiquement a besoin d'être traité de façon théorique et c'est alors seulement qu'il trouvera sa pleine justification. Plusieurs calculs sont possibles , mais il faut remarquer qu'un traitement général nécessitera de nombreux paramètres, par exemple ceux qui interviennent dans le force nucléon-nucléon, alors que chaque bande observée par pick-up comporte peu de niveaux pour ajuster ces paramètres. Egalement il faudrait tenir compte systématiquement du mélange de bande du ^{11}B et sans doute du ^{10}B. Notre but était plus modeste : il s'agissait d'essayer une classification des niveaux expérimentaux et de rassembler des arguments qualitatifs.

4/- Comparaison avec un modèle en couches à couplage intermédiaire.

Si l'on considère maintenant les calculs de fonctions d'onde de BOYARKINA sur la base d'un couplage intermédiaire et les facteurs spectroscopiques déduits de ceux-ci par BALASHOV et coll., on s'aperçoit d'un accord intéressant avec l'expérience (Tableau V). Jusqu'à une énergie de 8 MeV la théorie retrouve tous les niveaux observés avec un écart faible, de l'ordre de 0,2 MeV seulement. Quant aux facteurs spectroscopiques la comparaison est moins bonne. Ainsi pour les niveaux à 0,7 - 2,1 - 11,4 MeV et pour le groupe à 6 - 10 MeV, il y a un facteur 3 entre les résultats théoriques et expérimentaux. Mais, si l'on ne peut atteindre un accord quantitatif, il est intéressant de voir que le niveau expérimental à 11,4 MeV peut être, au moins partiellement, le niveau calculé à 12,8 MeV, ce qui permettrait de lui attribuer les nombres quantiques $I\pi = 2^+$ $T = 1$. BOYARKINA utilise une force de ROSENFELD comme interaction nucléon-nucléon. Il peut être intéressant de comparer

avec un modèle identique mais effectué avec un autre type d'interaction.

5/- Comparaison des résultats expérimentaux avec les facteurs spectroscopiques obtenus par S. COHEN et D. KURATH.

Comme nous l'avons indiqué à propos de l'azote nous avons pu disposer pour les noyaux de la couche 1p des fonctions d'onde obtenues par COHEN et KURATH avec la méthode d'interactions effectives, ainsi que les coefficients de parenté fractionnelle liant les états de ^{10}B et le fondamental de ^{11}B. Signalons à propos de ce calcul que, dans le cas du ^{10}B, le niveau connu à 4,77 MeV, supposé I = 2 et T = 0, est difficile à ajuster et que les calculs précédents lui attribuent les caractéristiques I = 3 et T = 0. Les niveaux à 0,717 et 2,15 MeV sont calculés de façon plus satisfaisante que dans le vieux calcul en couplage intermédiaire (II). Il est intéressant de constater que COHEN et KURATH confirment le niveau à 6,03 MeV ($I\pi = 4+$), niveau que AMIT et KATZ, dans un calcul analogue, n'obtiennent pas[92]. D'autre part en adoptant la description de TRUE et WAEBURTON[83], ils n'utilisent pas le niveau de 7,56 MeV pour ajuster les éléments de matrice; leurs résultats confirment ce choix puisqu'ils ne trouvent aucun niveau correspondant à I = 0, T = 1.

Le tableau V permet la comparaison des facteurs spectroscopiques théoriques et expérimentaux. Les 5 premiers niveaux permettent d'avoir un accord satisfaisant ; le niveau à 4,77 MeV attendu théoriquement, mais qui devrait être peu intense, ne semble pas visible dans notre calcul, mais notre résolution peut le cacher à côté du niveau de 5,1 MeV qui, lui, n'est expliqué par COHEN et KURATH que comme étant I = 2, T = 1. Il convient peut-être d'y inclure le niveau qu'ils calculent à 6,10 MeV

TABLEAU V

ENERGIE DES NIVEAUX OBSERVES DANS LA REACTION $^{11}B(p,d)^{10}B$

Facteurs spectroscopiques expérimentaux (c). Comparaison avec les résultats théoriques de KURATH et de BOYARKINA.

Energie exp. (MeV)	Energie et I π T connus (b)		$\overline{F^2}$ exp. (a)	F^2 théor. (KURATH)	F^2 théor. (BOYARKINA)	Energie calculée (KURATH)	Energie calculée (BOYARKINA)	I π T calculés (KURATH et BOYARKINA)
0	0	3 + 0	0,90	1,092	1,181	0	0	3 + 0
0,7 ± 0,1	0,717	1 + 0	0,22	0,259	0,725	0,90	0,55	1 + 0
1,7 ± 0,1	1,74	0 + 1	0,16	0,217	0,200	1,40	1,51	0 + 1
2,1 ± 0,1	2,15	1 + 0	0,47	0,532	0,146	2,40	2,0	1 + 0
3,6 ± 0,1	3,59	2 + 0	0,11	0,259	0,144	3,30	3,5	2 + 0
				0,140	0,073	4,70	6,1	3 + 0
				0,056	0,047	5,50	6,5	2 + 0
5,1 ± 0,1	5,17 5,18	2 + 1 1 + 0	0,80	0,569 0,056	0,678	5,60 6,10	4,9	2 + 1 1 + 0
groupe 6-8	6,6 7,47 7,56	(2 +) 0 + 1	0,24	0,296 0	0,084	7,20 7,6	7,4	2 + 1 3 + 0
groupe 8-10	8,9 9,7	2 + 1 (1)	0,07					
11,4 ± 0,2	(11,4)	(+)	0,62	0,271	0,155	10,6	12,8	2 + 1
14,1 ± 0,2	(14)	(+)	0,14					

a) Le paramètre de l'oscillateur harmonique utilisé est $\nu = 0,644\ F^{-1}$

b) Nous ne présentons dans cette colonne que les niveaux connus pouvant correspondre aux niveaux expérimentaux.

c) Nous définissons F^2 par $\sum_{j=l\pm\frac{1}{2}} b\,(T_f\ ,\ 1/2\ ,\ M_{T_f}\ ,\ 1/2 \mid T_i\ ,\ M_{T_i})^2\ \beta^2_{j=I\pm I/2}$

dont cependant la contribution est faible. Le niveau de 7,5 MeV est en accord avec le résultat des calculs. L'attribution 2+ T = 1 pour ce niveau n'a pas été confirmée expérimentalement; mais de notre étude nous pouvons affirmer qu'elle est très vraisemblable. Par ailleurs, vers cette énergie, il est probable que des configurations supérieures interviennent de façon non négligeable, ce qui expliquerait en particulier que le niveau de 8,89 MeV soit plus faible que prévu. Les résultats de BOYARKINA et de KURATH concordent pour attribuer au niveau de 11,4 MeV les caractéristiques I π T = 2 + 1, bien que l'accord soit médiocre avec les facteurs spectroscopiques théoriques. Ceci est cohérent avec les résultats de EDGE et PETERSON[93] qui, voyant ce niveau par diffusion d'électrons à 180°, lui attribuent le moment total I = 3 ± 1. De plus, nous pensons que ce niveau a un isospin T = 1 parce que nous croyons voir son analogue dans le spectre du ^{10}C (voir partie E).

Si on peut extraire des renseignements sur les nombres quantiques, il est par contre difficile d'avoir un bon accord sur les facteurs spectroscopiques se rapportant à des niveaux excités. Ceci doit provenir, comme nous l'avons dit, de configurations supérieures et peut-être d'une description trop simple du mécanisme de la réaction.

E/- $^{12}C(p,t)^{10}C$

Nous avons analysé les tritons de la réaction $^{12}C(p,t)^{10}C$ avec le même dispositif expérimental. C'était la première fois qu'une telle étude était faite à moyenne énergie. Mais bien plus, ce travail nous a permis d'examiner une zone inconnue d'environ 15 MeV d'excitation. En dehors de cet intérêt spectroscopique nous voulions obtenir des renseigne-

ments sur le mécanisme de la réaction de double pick-up, par comparaison avec le pick-up simple. Le spectre en énergie (Fig. 14 A) est apparemment simple, mais, du fait de la résolution on ne peut savoir si des niveaux peu intenses ne sont pas cachés. Cette résolution expérimentale était d'environ 1,3 MeV pour les raisons exposées au chapitre II. Nous observons quatre niveaux importants à 0 - 3,4 - 5,6 - 10,2 MeV et un cinquième très faiblement excité à 7,2 MeV. Nous n'avons pas vu de niveau à 5,1 MeV, valeur qui a figuré, à un moment, dans les tables [94]. Seuls les deux premiers niveaux avaient déjà été vus et les nombres quantiques attribués $I\ \pi\ T$ étaient respectivement $0^+\ 1$ et $2^+\ 1$. L'absence d'autres résultats expérimentaux sur ^{10}C provient en partie de la valeur élevée de la chaleur de réaction.

- Règles de sélection. Cas particulier de ^{12}C.

Nous définissons :

I_i I_f , T_i T_f les spins totaux et isospins du noyau initial et résiduel,

j_1, l_1, s_1, n_1 et j_2 , l_2, s_2, n_2 les nombres quantiques individuels de chaque neutron capturé,

I, $\vec{L}$, S, T les moments total, orbital, le spin et l'isospin de l'ensemble des deux neutrons capturés,

L , λ le moment orbital du centre de gravité de la paire transférée et le moment relatif des deux neutrons dans le mouvement autour de leur centre de gravité.

On a les relations géométriques :

$$\vec{I}_i = \vec{I}_f + \vec{I}$$

$$\vec{I} = \vec{j}_1 + \vec{j}_2 = \vec{L} + \vec{S}$$

$$\vec{L} = \vec{L} + \vec{\lambda} = \vec{l}_1 + \vec{l}_2$$

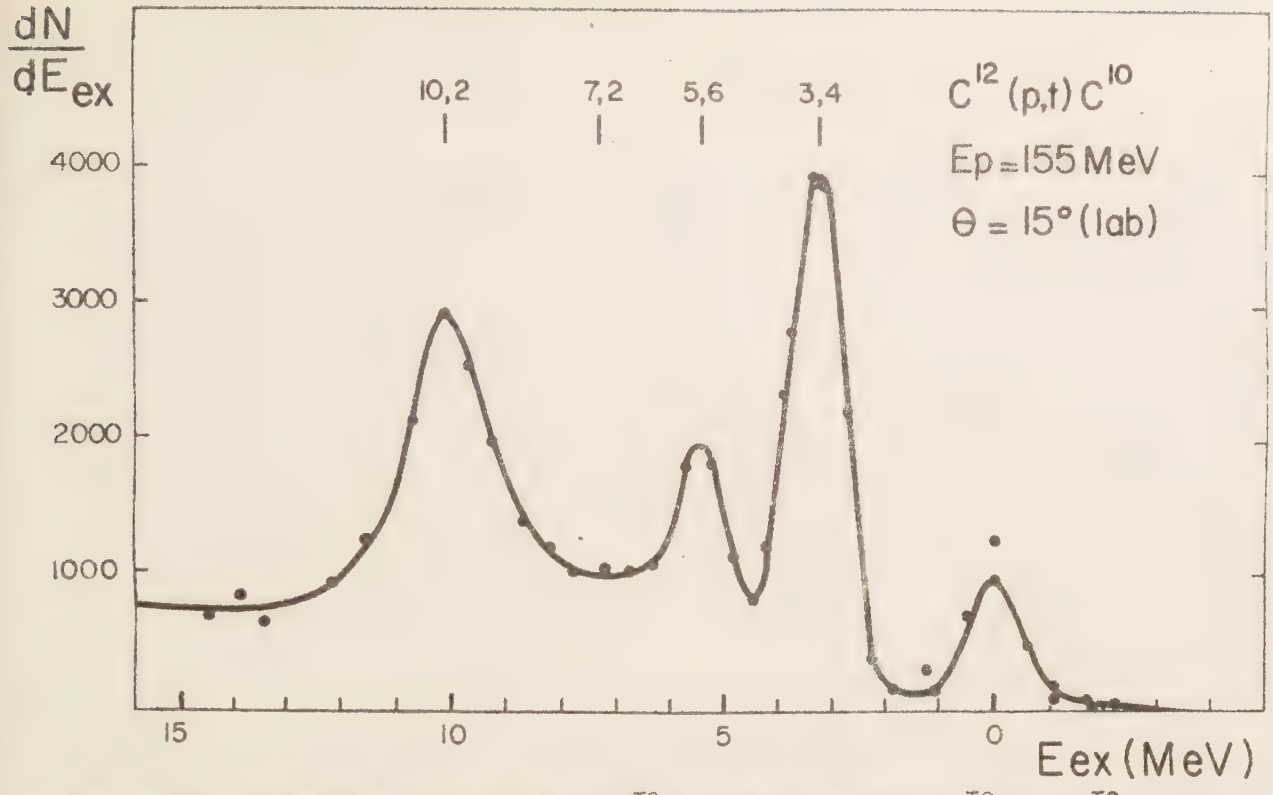


FIG.I4A. Spectre d'éxcitation du noyau ^{10}C dans la réaction $^{12}C(p,t)^{10}C$ pour un angle d'émission de tritons de 15°(lab).

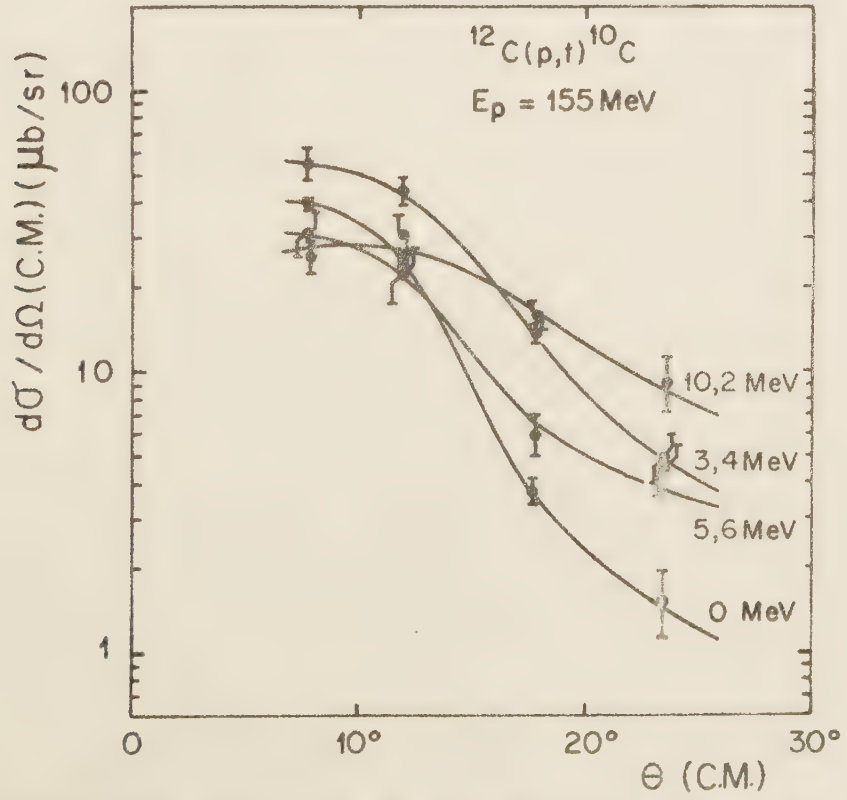


FIG.I4B.Distributions angulaires des tritons émis : sections efficaces différentielles (centre de masse)d'excitatinn des niveaux du ^{10}C dans la réaction $^{12}C(p,d)^{10}C$.

BLATT, DERRICK et LYNESS[95] ont calculé que dans un triton les deux neutrons ont, avec une probabilité supérieure à 90 %, un spin total S = 0, ce qui entraîne $I = \overline{L}$. Il y a une grande probabilité également pour que les deux neutrons soient dans un état s, c'est-à-dire $\lambda = 0$, dont $\overline{L} = L$. De même, du fait que l'on capture deux neutrons nous avons la règle de sélection sur l'isospin : $\overline{T}_f = \overline{T}_i + \overline{T}$ avec $T = 1$. Dans le cas particulier où le noyau cible est ^{12}C, nous avons : $I_i = T_i = 0$. On aboutit alors à :

$$I_f = I = L \quad \text{et} \quad T_f = T = 1$$

Le changement de parité est $\Delta\pi = (-1)^{l_1+l_2}$. On peut considérer que l'on ne capture que des neutrons ayant des moments orbitaux $l_1 = l_2 = 1$, tout au moins pour aboutir à des niveaux intenses de ^{10}C, (les neutrons 1s sont inaccessibles).

Comme l'on peut écrire $\Delta\pi = (-1)^{L+\lambda} = (-1)^{L}$, avec les approximations précédentes, le moment L ne peut être que pair. Donc finalement les niveaux du ^{10}C qui peuvent être atteints ont les nombres quantiques :

$$I_f = 0 \quad \text{ou} \quad 2 \ .$$

$$\pi = +$$

$$T = 1$$

Terminons en indiquant que l'on peut capturer soit une paire de neutrons couplés avec L = 0, soit deux neutrons non appariés avec L = 2, c'est-à-dire avec un changement de séniorité 0 ou 2.

Si un modèle en couches j j était capable d'expliquer

l'état fondamental de ^{12}C et les états possibles de ^{10}C, on ne devrait aboutir qu'à deux niveaux de ce dernier noyau dans la réaction étudiée et l'écart en énergie entre ces niveaux représenterait l'énergie de pairing dans la sous-couche P 3/2. Cependant nous savons, ne serait-ce que par les réactions $^{12}C(p,d)^{11}C$ et $^{11}B(p,d)^{10}B$, que les noyaux ^{12}C et ^{10}C doivent, au moins, être décrits par un mélange de configurations dans la couche 1p. Ceci explique que l'on obtienne plusieurs niveaux de ^{10}C.

Plusieurs auteurs ont tenté le calcul théorique de la section efficace différentielle dans les réactions à double transfert. Ceci a été fait depuis une date récente, en général pour les réactions (α, d), (d, α), $(^3He, p)$ et (t, p) à basse énergie. On a essayé d'abord d'adapter les calculs de BUTLER sur le stripping à basse énergie. On a ensuite tenu compte de la structure des projectiles et des parentés du noyau initial et final dans la réaction. Parallèlement des traitements en ondes distordues par un potentiel optique ont été utilisés. Une difficulté consiste à savoir si ces réactions s'effectuent en une ou deux étapes et dans ce cas quel est le processus en jeu.

Il est difficile d'apprécier l'importance de chaque approximation, mais les calculs de NEWNS[25], GLENDENNING[26], ROOK et MITRA[27] effectués en ondes planes ou distordues semblent montrer que l'on peut traiter le problème par un mécanisme en une seule étape. L'écart avec les résultats expérimentaux à basse énergie n'est pas significatif avec cette hypothèse. En particulier, la comparaison des distributions angulaires calculées par ROOK et MITRA avec des distributions angulaires expérimentales montre même que le stripping d'un di-neutron semble favorisé. Il apparaît de plus que les distorsions jouent

un rôle plus important que l'approximation portant sur le mécanisme. D'autre part les expériences de BALL et GOODMAN, en particulier, avaient montré que la probabilité d'obtenir le pick-up de neutrons provenant de couches différentes est moindre ; ce point de vue semble, actuellement, remis en cause par divers derniers travaux. Un processus en deux étapes est difficile à mettre en évidence : en effet on peut concevoir celui-ci comme la succession de deux réactions indépendantes, par exemple, dans notre cas, (p,d) suivi ultérieurement d'un autre pick-up (d,t).

Un calcul des distributions angulaires est possible en adoptant les hypothèses de N.K. GLENDENNING[26], c'est-à-dire la capture de deux neutrons en une seule étape. On peut alors traiter cette réaction comme une réaction de pick-up simple au cours de laquelle on capture un "di-neutron". Il ne faut pas donner au terme "di-neutron" un sens trop structural. On ne doit entendre par ce terme uniquement un ensemble de deux neutrons. On décompose, à l'aide des tables de BRODY et MOSHINSKY le mouvement des deux neutrons en un mouvement du centre de gravité accompagné du mouvement des deux neutrons autour de ce centre de gravité. La section efficace différentielle peut alors s'écrire sous la forme :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = A \cdot \sum_{ML} \left| \sum_{N\alpha} F_{\alpha N} \; B^{M}_{NL} \right|^2$$

F étant un facteur qui exprime la parenté du noyau initial et du noyau final et qui est fonction des nombres quantiques j_1, l_1, n_1, j_2, l_2, n_2 que nous représentons par le symbole α. N est le nombre quantique principal défini dans le mouvement du centre de gravité, $\bar{n}$ étant le nombre quantique principal du mouvement autour du centre de gravité. On a la relation :

$$2(\bar{n} + N) + L = 2(n_1 + n_2) + l_1 + l_2$$

On peut choisir une fonction gaussienne $\Theta_t = N.e^{-\eta^2 \Sigma r_{ij}^2}$ comme fonction d'onde du triton. Une telle fonction, très pratique au point de vue analytique, donne un triton trop lié. Elle a été essayée également par plusieurs expériences . Ainsi dans la réaction $^2H(p,\gamma)^3He$ (96) , elle n'est pas très satisfaisante; cependant on l'utilise pour sa maniabilité.

Dans notre cas particulier, $n_1 = n_2 = l_1 = l_2 = 1$ donc nous avons

$L = 0$ $\begin{cases} N = 1 & \bar{n} = 2 \\ N = 2 & \bar{n} = 1 \end{cases}$

$L = 2$ $\quad N = 1 \quad \bar{n} = 1$

Le terme B^M_{NL} qui apparaît dans l'expression de la section efficace différentielle est analogue au terme qui existe dans l'expression de la section efficace différentielle du pick-up simple. Si l'on utilise un traitement en ondes planes on peut lier B^M_{NL} à la probabilité de trouver dans le noyau un di-neutron dans un état 2 S ou 1 S, pour atteindre un niveau $I = 0$, ou dans un état 1 D, pour atteindre un niveau $I = 2$.

Il faut remarquer un point important qui distingue le pick-up double du pick-up simple : dans l'expression donnant $d\sigma/d\Omega$ nous avons une somme cohérente sur N et α qui dépendent des autres nombres quantiques des neutrons; par exemple, nous venons de voir que dans le cas où $L = 0$, N peut prendre deux valeurs. Une telle somme n'existe pas dans le pick-up simple où seul le facteur spectroscopique peut contenir une somme cohérente.

Si maintenant nous examinons les distributions angulaires expérimentales (Fig. 14 B), nous remarquons que les distributions des deux premiers niveaux sont identiques, alors que le moment total des deux neutrons capturés est respectivement I = 0 ou 2. On pourrait en déduire que $d\sigma/d\Omega$ ne dépend pas de L mais de l_1 et l_2 ; mais si l'on calcule les distributions de quantité de mouvement d'un di-neutron 2S, 1S ou 1D on voit qu'elles sont très semblables étant donné que l'on étudie la zone assymptotique de ces distributions. De plus les distorsions doivent entraîner des perturbations plus importantes que dans le pick-up simple : en effet si le triton est davantage lié que le deuton, sa masse est supérieure.

Du fait des règles de sélection précédentes, les niveaux de ^{10}C qui sont obtenus correspondent à un moment orbital total des neutrons capturés L = 0 ou 2 ; or, on constate que les distributions angulaires sont toutes différentes sauf celles des deux premiers niveaux. Il semble que leur pente moyenne diminue quand l'énergie d'excitation augmente. Ceci peut être dû à des effets de cohérence ou également à la variation des distorsions d'un niveau à l'autre pour un même angle.

En conclusion, nous voyons qu'il est difficile d'expliquer le mécanisme de cette réaction et il faudra accumuler encore beaucoup de résultats expérimentaux pour faire une certaine synthèse.

- <u>Comparaison de ^{10}C avec ^{10}B et ^{10}Be</u>

^{10}B , ^{10}C et ^{10}Be appartiennent à un même triplet isobarique ; les deux derniers noyaux ayant des niveaux dont l'isospin est au moins égal à 1. Comme on le déduit de la fi-

gure 13, le niveau fondamental de ^{10}C correspond au niveau de 1,74 MeV de ^{10}B alors que le niveau de 3,4 MeV correspond au niveau de 5,17 MeV ($I \pi T = 2 + 1$). Le niveau suivant de ^{10}C à 5,6 MeV correspond à un niveau de ^{10}B situé vers 7,4 MeV. Ses nombres quantiques peuvent être, d'après ce qui précède, $I \pi T = 0 + 1$ ou $2 + 1$, peut être un mélange de deux niveaux. Dans ^{10}Be on n'a identifié actuellement qu'un niveau $I \pi T = 0+1$ à 6,18 MeV qui pourrait être analogue. Comme nous l'avons vu précédemment parmi les niveaux analogues possibles de ^{10}B il y a deux niveaux connus de

7,47 MeV (2+)
7,56 MeV 0 + 1

On a proposé que le deuxième ait une configuration $|^{8}Be, (2s)^{2}|$. Le premier, dont on n'a pas déterminé l'isospin expérimentalement, serait, en accord avec les résultats théoriques de KURATH, observé dans l'expérience $^{11}B(p,d)^{10}B$. Le niveau, faiblement excité de 7,2 MeV, est peut être l'analogue du niveau de 8,9 MeV ($I \pi T = 2 + 1$) du ^{10}B, on observe également un niveau très intense à 10,2 MeV. C'est un niveau large et il pourrait être l'analogue du niveau de 11,4 MeV de ^{10}B qui a une largeur intrinsèque assez proche. Il convient de remarquer que la correspondance serait moins satisfaisante que pour les niveaux précédents. Quant au ^{10}Be, on a un niveau correspondant à 10,7 MeV dont le moment total est $I \geq 1$ et qui, éventuellement, peut être considéré comme l'analogue.

Nous constatons que la réaction (p,t) permet, grâce à ses règles de sélection strictes, de formuler des propositions de spin, isospin, parité assez précises.

En reprenant les considérations faites à propos du ^{10}B avec un modèle rotationnel, on peut évoquer un schéma très simple de la réaction $^{12}C(p,t)^{10}C$. Il semble probable que ^{12}C soit, dans son état fondamental, un noyau déformé. Cette déformation expliquerait que la fonction d'onde décrivant cet état fondamental soit un mélange de configuration contenant peut être du "lf". Ceci apparaît dans la réaction $^{12}C(p,d)^{11}C$. On peut supposer au départ que l'on décrit l'état fondamental de ^{12}C par les orbites de NILSSON (1),(2),(3) occupées entièrement en protons et en neutrons. En admettant que le proton capture préférentiellement des neutrons d'une même orbite, on peut définir deux bandes qui seraient identiques à certaines bandes de rotation de ^{10}B, les niveaux de ^{10}C étant les analogues de certains niveaux de ^{10}B.

Ceci nous donnerait le schéma simple suivant :

10,2 MeV ——— 2 + T = 1

5,6 MeV ——— 0 + T = 1

3,36 MeV ——— 2 + T = 1

0 MeV ——— 0 + T = 1

$K = 0 \quad \frac{\hbar^2}{2J} = 0,56$ MeV $\qquad\qquad$ $K = 0 \quad \frac{\hbar^2}{2J} = 0,77$ MeV

L'écart entre les deux bandes correspondrait à l'écart entre les orbites (2) et (3). Le niveau de 7,2 MeV, si on lui attribue le spin total 2 par analogie au niveau de 8,90 MeV de ^{10}B, résulterait d'une capture de neutrons de la couche (2) et (3).

Il convient de signaler que, avec ce modèle, le niveau de ^{10}C de 5,6 MeV analogue sans doute d'un niveau de ^{10}B vers 7,4 MeV, à un moment total I = 0, alors que nous avons estimé jusqu'ici qu'il devait être I = 2.

Nous pouvons conclure en rappelant que des effets collectifs ont été jugés nécessaires pour expliquer des transitions γ trop importantes dans ^{10}B et ^{10}Be. Les noyaux de masse 10, situés au milieu de la couche 1 p, sont sans doute assez déformés et un modèle collectif traduit des mélanges de configurations importants dont ne doit pas rendre compte un simple modèle en couches à couplage intermédiaire.

CHAPITRE VI

EVALUATION EXPERIMENTALE DES DISTORSIONS :

Dans le cas de la réaction ^{14}N (p, d) ^{13}N nous avons indiqué brièvement l'ordre de grandeur des distorsions en fonction des quantités de mouvement du neutron capturé. Pour complèter ce renseignement, nous voulons exposer quelques chiffres pouvant permettre d'estimer la variation et l'importance des distorsions dans le cas des quatre réactions étudiées. Nous avons défini un coefficient de distorsions γ de la façon suivante :

$$\sum_{\text{niveaux}} \frac{d\sigma}{d\Omega}_{th} = \sum_{\text{niveaux}} \sum_{j} F_j^2 \; H_l \# \bar{H}_l \sum_{\text{niveaux}} \sum_{j} F_j^2 = \gamma \sum_{\text{niveaux}} \frac{d\sigma}{d\Omega}_{exp}$$

$\bar{H}_l$ est une valeur moyenne sur l'ensemble des niveaux excités.

$\sum_{\text{niveaux}} \sum_{j} F_j^2$ est une quantité que nous connaissons.

On notera que ce coefficient γ n'est pas exactement le même que le coefficient α, mais il est très proche. Nous avons calculé γ pour les quatre réactions selon deux méthodes : en supposant que les distorsions sont les mêmes :

1) pour une même quantité de mouvement des neutrons capturés,

2) pour un même angle (C. M.) d'émission du deuton.

Le tableau suivant présente ces résultats pour des conditions qui doivent correspondre approximativement à des distorsions maximales :

	Moment du neutron capturé $q = 1,18\ F^{-1}$	Angle d'émission du deuton $\Theta = 14^{\circ}$ (C. M.)
^{9}Be	23	36
^{10}B	29	32
^{11}B	26	31
^{14}N	27	28
Valeur Moyenne de γ	26	33

L'incertitude sur la détermination de γ est environ 15 %, ceci permet de constater que dans ces limites les distorsions sont les mêmes pour les quatre réactions, indépendamment du nombre de masse. Ces distorsions qui dépendent, simultanément, pour un moment orbital l donné, de q et de Θ restent constantes si on fait l'étude à angle ou quantité de mouvement fixe. Le calcul montre également que les résultats des deux méthodes sont cohérents entre eux.

C H A P I T R E VII

CONCLUSION

Nous avons étudié dans ce travail les réactions de pick-up $^{14}N(p,d)^{13}N$, $^{9}Be(p,d)^{8}Be$, $^{10}B(p,d)^{9}B$ et $^{11}B(p,d)^{10}B$ avec les protons de 155 MeV du synchrocyclotron d'ORSAY. Cette étude fait suite aux résultats obtenus antérieurement par notre équipe sur les noyaux à couches et sous-couches incomplètes ^{16}O , ^{12}C et ^{40}Ca. Les deutons émis sont analysés par un spectromètre magnétique. Ceci nous a conduits à étudier certaines propriétés de ce dernier à haute induction. Il a été constaté que, dans ces conditions d'utilisation, la double focalisation, la dispersion, le grandissement se détérioraient, mais de façon suffisamment peu sensible pour ne pas gêner nos expériences actuelles. Un système de trois détecteurs, situés approximativement dans le plan focal de l'aimant, a permis de réduire le temps de mesure. En maintenant le vide entre la sortie de l'accélérateur et les plastiques de détection, nous avons obtenu une résolution en énergie totale $E/\Delta E$ de l'ordre de 200, ce qui constitue la meilleure résolution utilisée dans la pratique auprès du synchrocyclotron.

Pour analyser les résultats expérimentaux, nous avons utilisé le formalisme de CHEW et GOLDBERGER qui permet de calculer les sections efficaces différentielles de pick-up et de stripping dans le cadre de l'approximation de BORN en ondes planes sans recourir à la notion de rayon de coupure. Alors, l'expression des sections efficaces différentielles se présente sous la forme du produit d'un terme dépendant de la dynamique de la réaction et du moment orbital du neutron capturé, par un

facteur spectroscopique qui définit la parenté du noyau initial et du noyau final. Les distributions angulaires ont permis, à cause du terme cinématique, de constater que les moments orbitaux des neutrons capturés, pour aboutir aux niveaux observés, étaient, pour l'essentiel, l = 1. Uniquement dans le cas du ^{9}Be, pour atteindre le niveau à 11,4 MeV du ^{8}Be, il faut un moment orbital l = 3, ce qui peut être rattaché à la grande déformation du ^{9}Be dans son état fondamental.

Après avoir évalué le terme angulaire, nous avons calculé les facteurs spectroscopiques expérimentaux. Sachant que, par définition, leur somme a une norme définie, nous avons pu calculer un coefficient de distorsions en estimant que celui-ci est le même à un angle donné et pour un l identique, pour tous les niveaux observés. Ensuite nous avons établi une valeur moyenne sur plusieurs angles. Une telle procédure permet d'obtenir des facteurs spectroscopiques expérimentaux ce qui n'avait pu être fait jusqu'à maintenant que pour des énergies inférieures à 50 MeV à l'aide d'une distribution angulaire théorique. Un traitement en D.W.B.A. permettrait de ne pas utiliser de facteur de normalisation et d'ajuster une distribution angulaire théorique ; mais ceci nécessiterait la connaissance des potentiels optiques utilisés et ferait intervenir d'autres paramètres et d'autres hypothèses. C'est ce que vient d'essayer TOWNER (97) dont nous venons de recevoir les résultats. Il a analysé quelques-unes de nos distributions angulaires avec des ondes distordues. L'incertitude sur les facteurs spectroscopiques, qu'il calcule ainsi, est de 30 % et on constate que les valeurs obtenues sont proches de celles que nous obtenons par une procédure plus simple.

Les facteurs spectroscopiques expérimentaux ont été comparés avec ceux calculés à partir de différents modèles. Un modèle en couches j j, qui n'expliquerait l'existence que d'un nombre très limité de niveaux, ne convient pas bien que, dans certains cas, les résultats prévus ainsi ne soient pas très éloignés des nôtres. Un modèle en couches avec couplage intermédiaire donne des résultats satisfaisants quant à la position en énergie des niveaux, mais l'accord sur les facteurs spectroscopiques est médiocre, principalement dans le cas du ^{9}Be et du ^{10}B. Un modèle rotationnel phénoménologique simple donne des résultats encore moins bons tout en fournissant une bonne représentation des différents niveaux excités. On peut les améliorer avec des mélanges de bandes. Nous avons tenté d'adapter un tel schéma de bandes pour décrire les niveaux de ^{10}B. L'accord n'est que qualitatif pour les sections efficaces. Avec la réaction $^{14}N(p,d)^{13}N$ nous avons essayé les fonctions d'ondes calculées par RIPKA et GIRAUD pour l'état fondamental de ^{14}N et les états excités de ^{13}N. Ces fonctions étaient obtenues avec une interaction nucléon-nucléon ajustée sur des niveaux des noyaux de masse 14 et 18. L'accord est meilleur pour les facteurs spectroscopiques que pour les énergies de niveaux.

La comparaison, par contre, est très bonne si l'on utilise les fonctions d'onde obtenues par COHEN et KURATH par la méthode d'interaction effective. L'écart sur les facteurs spectroscopiques est faible pour les réactions sur ^{14}N et ^{11}B, un peu plus grand pour les réactions sur ^{10}B et ^{9}Be. Ceci semblerait montrer que les hypothèses faites dans le calcul des fonctions d'onde sont moins valables pour décrire les noyaux très légers. Pour ceux-ci l'accord quant aux énergies des niveaux est également moins bon. L'étude de la réaction $^{7}Li(p,d)^{6}Li$

permettra de voir si cette constatation se confirme. Le fait que l'on obtienne une comparaison satisfaisante avec ces fonctions d'onde dans le cadre des quatre réactions étudiées, permet de conclure que :

1/- notre procédure d'extraction des facteurs spectroscopiques est convenable dans notre cas où le moment orbital capturé est l = 1,

2/- les fonctions d'onde de COHEN et KURATH semblent actuellement les meilleures pour décrire les premiers niveaux de parité $(-1)^A$ de tous les noyaux de la couche 1p.

Cependant nous avons pu constater que la comparaison expérience - théorie n'était pas satisfaisante pour un certain nombre de niveaux surtout ceux dont l'énergie est supérieure à 8 - 10 MeV. Ceci s'explique sans doute par des configurations d'ordre supérieur dont il faudrait tenir compte. Dans les travaux ultérieurs avec la réaction de pick-up, il serait bon d'améliorer deux éléments importants qui interviennent dans une telle étude :

1/- la résolution en énergie expérimentale $E/\Delta E$ est beaucoup trop petite. Des améliorations dans le fonctionnement de l'accélérateur sont nécessaires si l'on veut étudier des niveaux très proches, en particulier ceux des noyaux de la couche s, d ;

2/- la description de la réaction nucléaire doit être faite en tenant compte des distorsions notamment par un potentiel optique. En effet, il est certain, comme nous l'avons écrit plusieurs fois, que l'extraction des facteurs spectroscopiques à 155 MeV est correcte en utilisant notre procédure, car de nombreuses simplifications peuvent être utilisées dans la description du mécanisme; mais on ne peut généraliser cette méthode.

Une amélioration consistera
- à tenir compte des distorsions différentes pour les niveaux à même angle,
- à identifier les mélanges de moments orbitaux et à déduire les facteurs spectroscopiques correspondants par analyse des distributions angulaires.
- à étudier, dans une étape ultérieure, la fonction d'onde individuelle des nucléons.

En plus du test des fonctions d'ondes proposées, nous avons été amenés à préciser certaines caractéristiques des noyaux étudiés : la présence d'un niveau de parité négative de ^{13}N ayant une énergie de 7,4 MeV, la confirmation d'un niveau à 7,1 MeV dans le spectre du ^{9}B, la proposition de certaines caractéristiques quantiques pour certains niveaux de ^{9}B et ^{10}B et le contrôle de la variation de la largeur du niveau de 2,9 MeV de ^{8}Be en fonction de l'énergie de la particule incidente.

D'autre part, pour la première fois à cette énergie et malgré une section efficace très faible, nous avons réussi à étudier une réaction de double pick-up : $^{12}C(p,t)^{10}C$. La méthode expérimentale était la même que celle utilisée dans le cas du pick-up simple, mais avec une résolution en énergie plus faible $E/\Delta E \# 110$. Nous avons pu observer cinq niveaux du ^{10}C, dont trois n'avaient pas été signalés. Les règles de sélection spécifiques de cette réaction étant très strictes, il nous a été possible d'obtenir des indications sur les caractéristiques quantiques de ces niveaux. L'interprétation théorique des distributions angulaires reste encore un problème très difficile. Ceci provient de ce que les réactions à double transfert n'ont été que peu étudiées, avec en général, beaucoup d'approximations

et toujours à basse énergie. Par ailleurs, un traitement en ondes distordues est nécessaire du fait de l'absorption importante des tritons émis. Pour l'avenir il sera intéressant de rassembler de nombreux résultats expérimentaux de façon à essayer une classification des distributions angulaires en fonction du moment orbital des neutrons capturés. Alors nous pourrons recueillir de nombreux renseignements grâce à cette réaction, en particulier sur les effets d'appariements et sur les noyaux instables difficiles à étudier.

LEGENDES DES FIGURES

Figure 1 : Schéma du dispositif expérimental

Figure 2 : Aimant équivalent du spectromètre magnétique.
Le croquis du haut représente les faces fictives obtenues à l'aide de l'équivalence expliquée dans le croquis inférieur de la figure.

Figure 3 : Coupe horizontale du télescope tridétecteur.

Figure 4 : Détérioration de la résolution en énergie par l'épaisseur de la cible.

Figure 5 : Exploitation des résultats. Cas particulier de l'azote.
La courbe A représente le nombre de deutons comptés en fonction de la fréquence de la résonance nucléaire mesurant le champ magnétique, dans le cas de la cible de 5-aminotétrazole.
La courbe B représente le nombre de deutons comptés avec la cible de polystyrolène - Après soustraction, on obtient la courbe finale C correspondant à l'azote seul.

REFERENCES

Les caractéristiques quantiques I , π , T des niveaux nucléaires déjà observés sont extraites de :

F. AJZENBERG-SELOVE et T. LAURITSEN.- Nuclear Phys. 11, 1, (1959), Nuclear Data Sheets, A.E.C. Washington.

T. LAURITSEN et F. AJZENBERG-SELOVE.- Nuclear Phys., à paraître.

1 - P. RADVANYI, J. GENIN et C. DETRAZ.- Phys. Rev. 125,295,(1962).
D. BACHELIER, M. BERNAS, I. BRISSAUD, C. DETRAZ, N.K. GANGULY et P. RADVANYI.- C.R. Congrès Intern., page 429, PARIS (1964). et Phys. Lett. 8, 56, (1964).

2 - C. DETRAZ.- Thèse de Doctorat. Université de Paris (1964).

3 - D. BACHELIER, M. BERNAS, C. DETRAZ, J. GENIN, J. HAAG et P. RADVANYI.- C.R. Congrès Intern. PADOUE (1962), page 1141.

4 - D. BACHELIER, M. BERNAS, I. BRISSAUD, C. DETRAZ et P. RADVANYI. J. Phys. 24, 1055, (1963).
D. BACHELIER, M. BERNAS, I. BRISSAUD, C. DETRAZ et P. RADVANYI. J. Phys. (1966), à paraître.

5 - D. BACHELIER, M. BERNAS, I. BRISSAUD, P. RADVANYI et M. ROY.- Nuclear Phys. (1966), à paraître.

6 - E.O. LAWRENCE, E. Mc MILLAN et R.L. THORNTON.- Phys. Rev. 48 493, (1935).
J.R. OPPENHEIMER et M. PHILLIPS.- Phys. Rev. 48, 500, (1935).

7 - R. SERBER.- Phys. Rev. 72, 1008, (1947).

8 - S.T. BUTLER et O.H. HITTMAIR.- Nuclear Stripping Reactions - SYDNEY - Australie (1957) et articles précédents.

9 - A.B. BHATIA, K. HUANG, R. HUBY et H.C. NEWNS.- Phil. Mag. 43 485, (1952).

10- D.R. INGLIS.- Rev. Modern. Phys. 25, 390 (1953).

11- D. KURATH.- Phys. Rev. 101, 216, (1956).

12- A.N. BOYARKINA.- Izv. AN CCCP 28, 337 (1964).

13 - D. KURATH et L. PICMAN.- Nuclear Phys. 10, 313, (1959).
14 - S.G. NILSSON.- Kgl. Danske. Vid. Sebs. Mat. Fys. Medd 29, 16, (1955).
15 - A.B. CLEGG.- Proc. Roy. Soc. 70, 1207, (1961).
16 - M. JEAN et D. GOGNY.- C.R. Ac. Sc. PARIS, 260, 510, (1965).
D. GOGNY.- Thèse 3ème cycle PARIS, (1965).
17 - S. COHEN et D. KURATH.- Nuclear Phys. 73, 1, (1965).
18 - W. TOBOCMAN et M.H. KALOS;- Phys. Rev. 97, 132, (1955).
19 - G.F. CHEW et M.L. GOLDBERGER.- Phys. Rev. 77, 470, (1950).
20 - K.R. GREIDER.- Phys. Rev. 114, 786, (1959).
21 - P. BENIOFF.- Phys. Rev. 128, 740, (1962).
22 - P. BENOIST-GEUTAL et B. LEVY.- Communication colloque Physique Nucléaire - ORSAY - Mai 1963.
23 - D. BACHELIER, M. BERNAS, I. BRISSAUD, P. RADVANYI et M. ROY. Phys. Lett. 16, 304, (1965).
24 - EL. NADI.- Proc. Phys. Soc. 70, 62, (1957).
25 - H.C. NEWNS.- Proc. Phys. Soc. 76, 489, (1960).
26 - N.K. GLENDENNING.- Nuclear Phys. 29, 109, (1962).
Phys. Rev. 137, B 102, (1965).
27 - J.R. ROOK et D. MITRA.- Nuclear Phys. 51, 96, (1964).
28 - K.A. BRUECKNER, R.J. EDEN et N.C. FRANCIS.- Phys. Rev. 98, 1445, (1955).
29 - K. GOTTFRIED.- Ann. Phys. 21, 29, (1963).
30 - R. BELBEOCH, P. BOUNIN et G. PROCA.- J. Phys. 21, 489, (1960).
31 - J. DUPIN.- Rapport interne L.A.L. 1118, (1964) ORSAY.
32 - I. BRISSAUD.- Rapport interne, 1960.
33 - N. MARTY et coll. Communication privée.
34 - C. DETRAZ.- D.E.S., PARIS, (1962).
35 - J. Physique , (à paraître).
36 - C. BERGAMASCHI.- J. Phys. 21, 305, (1960).
37 - A. CABRESPINE, P. DEBRAY et H. BAINAS.- European colloquium, Eindhoven, Avril, 1965.
38 - M.H. LIETZKE.- O R N L, 3259, (1962).

40 - N.K. GLENDENNING.- Ann. Rev. of nuclear Sc.13, 191, (1963).
41 - M. ROY.- D.E.S. PARIS (1965).
42 - M. REDLICH.- Phys. Rev. 99, 1421 et 1427 (1955).
43 - B. GIRAUD et G. RIPKA.- Communication privée.
44 - G.R. SATCHLER.- Ann. of Phys. 3, 275, (1958).
45 - A.K. KERMAN.- Kgl. Danske. Vid. Sels.Mat.Fys.Medd.29,16,(1955).
46 - M.H. Mac FARLANE et J.B. FRENCH.- Rev.Mod.Phys.32,567, (1960).
50 - F.C. BARKER, G.D. SYMONS, N.W. TAUNER et R.B. TREACY.-Nuclear Phys. 45, 449, (1963).
F.C. BARKER.- Nuclear Phys. 45, 467, (1963).
51 - H. TYREN, S. KULLANDER, O. SUNDBERG, R. RAMACHANDRA, P. ISACSSON et T. BERGGREN.- Rapport interne, Chicago, (1964).
52 - E.F. BENNETT.- Phys. Rev. 122, 595, (1961).
53 - W.W. TRUE.- Phys. Rev. 130, 1530, (1963).
54 - J.C. LEGG.- Rapport P.U.C. 1961 - 45, non publié.
Phys. Rev. 129, 272, (1963).
55 - K.P. ARTEMOV, V.Z. GOLDBERG, B.I. ISLAMOV, V.P. RUDAKOV et I.N. SERIKOV.- Ia dernaîa fizika 1, 1019, (1965).
56 - J. CERNY, D. PEHL et D.G. FLEMING.- Communication privée à C. DETRAZ.
57 - A.B. VOLKOV.- Nuclear Phys. 74, 33, (1965).
58 - B. GIRAUD et G. RIPKA.- à paraître
59 - B. JANCOVICI.- Thèse Doctorat, Paris 1957.
70 - T. SHORT.- Thèse Ph. D. Minnesota, (1965).
N. HINTZ.- Communication privée.
71 - V. VALKOVIC.- Nuclear Phys. 54, 465, (1964).
72 - J. SAWIKI.- Communication privée.
S. BOFFI, J. SAWIKI et E. SCACCIATELLI.- Rapport interne - Université de Pavie - Italie, (1965).
73 - A. KERMAN.- Communication privée.
J. YOCCOZ.- Communication privée.
74 - P.D. KUNZ.- Ann. of Phys. 11, 225, (1960).
75 - J.B. MARION.- Phys. Lett. 14, 315, (1965).
76 - F.C. BARKER.- à paraître.

77 - E.H. BERKOWITZ.- Nuclear Phys. 60, 555, (1964).
78 - D. KURATH.- Rapport A.N.L., Mars 1961.
79 - V.V. BALASHOV, A.N. BOYARKINA et I. ROTTER.- Nuclear Phys. 59 417, (1965).
80 - FISHER et WHALING.- Bull. Am. Phys.Soc.8, 598, (1963).
81 - F.S. DIETRICH.- Nuclear Phys. 69, 59, (1965).
82 - J.B. BLAIR et E.M. HENLEY.- Phys.Rev. 112, 2029, (1958).
83 - W.W. TRUE et E.K. WARBURTON.- Nuclear Phys. 22, 426, (1961).
84 - S. GORODETZKY, A. GALLMANN et R. REBMEISTER.- Phys. Rev. 137, B 1466, (1965).
85 - N.A.VLASOV et Col.-J.E.T.P.,12,1129, (1961).
86 - P.D. FORSYTH et Col.- Nuclear Phys. 66, 376,(1965).
87 - D. KURATH.- Phys. Rev. 106, 975, (1957).
88 - E.K. WARBURTON.- Phys. Rev. 129, 2180, (1963).
Phys. Rev. 129, 2191, (1963).
Phys. Rev. 132, 776, (1963).
89 - C.M. CHESTERFIELD et B.M. SPICER.- Nuclear Phys. 41,675,(1963).
90 - J.C. JACMART.- Thèse de Doctorat, Paris,(1964).
91 - N.D. NEWSBY.- Phys. Rev. 125, 2063, (1962).
92 - D. AMIT et A. KATZ.- Nuclear Phys. 58, 388, (1964).
93 - R.D. EDGE et G.A. PETERSON.- Phys.Rev. 128, 2750, (1962).
94 - F. AJZENBERG-SELOVE et T. LAURITSEN.- Nuclear Phys.11,1,(1959).
95 - J.M. BLATT, G.H. DERRICK et J.N. LYNESS.- Phys. Rev. 8, 323, (1962).
96 - D. BACHELIER, M. BERNAS, I. BRISSAUD, C. DETRAZ, J.P. DIDELEZ, H. LANGEVIN-JOLIOT, P. RADVANYI.- Communication Colloque Société française de Physique. Lyon, (1966).
97 - I.S. TOWNER.- Thèse non publiée, Battersea College, (Grande-Bretagne).